

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Pour obtenir le grade de Docteur es Sciences Physiques

par

Alain ROBERT

Sujet de la thèse : Mesure des températures de la stratosphère
par radiométrie de l'oxygène moléculaire.

Soutenue le : 28 Mai 1969 devant la Commission d'Examen.

MM. J.E. BLAMONT

Président

J.F. DENISSE

J.C. SIMON

}

Examineurs

J. UEBERSFELD

Rapporteur



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552220_0001

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Pour obtenir le grade de Docteur es Sciences Physiques

par

Alain ROBERT



Sujet de la thèse : Mesure des températures de la stratosphère
par radiométrie de l'oxygène moléculaire.

Soutenue le : 28 Mai 1969 devant la Commission d'Examen.

MM. J.E. BLAMONT

Président

J.F. DENISSE

J.C. SIMON

} Examinateurs

J. UEBERSFELD

Rapporteur



REMERCIEMENTS

Lorsque ce travail fut entrepris, Monsieur M. PONTE, alors Président Directeur Général de la CSF m'a donné toute facilité. Que ce défenseur de la recherche au sein de l'industrie privée trouve ici l'expression de mes remerciements respectueux.

Le financement de cette étude a été obtenu grâce à l'activité déployée par Monsieur J.C. SIMON alors directeur du Département CEPCA de la CSF et je lui suis redevable d'une immense et sincère gratitude.

Que Monsieur G. BROUSSAUD, son successeur, soit remercié pour le soutien qu'il m'a apporté par la suite.

Je remercie le Professeur J.E. BLAMONT, directeur du Service de l'Aéronomie du CNRS, d'avoir accepté la direction de cette thèse et de m'avoir prodigué ses conseils éclairés lors de la discussion des résultats.

Que Messieurs les Professeurs J. UEBERSFELD et JF. DENISSE qui ont accepté de composer le jury trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Monsieur P. MISME, Ingénieur en Chef de la Météorologie, m'a apporté une aide efficace tant par ses connaissances de radiométéorologie que par ses talents d'organisateur ; je lui témoigne l'assurance de ma profonde reconnaissance.

La réalisation de l'appareil de mesure a fait l'objet d'un travail d'équipe et je remercie particulièrement Monsieur H. CHARVIER de son amicale collaboration et de ses prouesses techniques ainsi que Monsieur D. LECOMTE de son dévouement assorti de ses compétences.

Je suis particulièrement redevable du travail de secrétariat assuré par Mmes. J. BEGGS, J. MEUNIER et Melles. C. NAPOLEON, M.P. TRANIER.

Enfin, je tiens à remercier en la personne de Monsieur SOUBRIER toute l'équipe du centre de lancement de ballons du CNES pour sa sympathique coopération.

Cette étude a été financée par le Comité de Recherches Atmosphériques de la DGRST, la Compagnie Générale de TSF et la DRME. Que ces différents organismes trouvent ici l'expression de mes remerciements.

- = = = -

SOMMAIRE

	<u>pages</u>
<u>INTRODUCTION</u>	4
 <u>CHAPITRE I - ETUDE THEORIQUE DU SPECTRE DE L'OXYGENE</u>	 9
I.1. <u>Le spectre hyperfin de la molécule d'oxygène</u>	9
I.1.1. Les transitions du spectre hyperfin	10
I.1.2. Le coefficient d'absorption	15
I.1.3. L'intensité et la forme des raies spectrales ..	19
a) élargissement par collision moléculaires,	
b) élargissement par effet Doppler,	
c) élargissement par effets combinés	
I.1.4. La levée de dégénérescence (effet Zeeman)	26
a) écarts de fréquence,	
b) coefficient d'absorption,	
-polarisation rectiligne	
-onde plane incohérente	
c) problèmes de polarisation	
I.2. <u>Le spectre hertzien de l'oxygène atmosphérique</u>	37
I.2.1. Largeur de raie	37
I.2.2. Influence du champ magnétique terrestre	40
a) altitude supérieure à 70 km	
b) altitude inférieure à 38 km	
c) altitude intermédiaire	
 <u>CHAPITRE II - PRINCIPE DE LA MESURE</u>	 43
II.1 <u>L'équation de transfert</u>	43
II.1.1 Formulation de l'équation de transfert	44
a) établissement de l'équation	
b) interprétation physique	
II.1.2 Le facteur de pondération	48

II.2. <u>La méthode de mesure</u>	54
II.2.1. Détermination de la raie spectrale	54
II.2.2. Détermination des fréquences d'observation ..	55
II.2.3. Température réelle et température moyenne ...	58
II.3. <u>Les limites de la méthode de mesure</u>	61
II.3.1. Justification de l'approximation de température constante	61
II.3.2. Les limites en altitude	63
II.3.3. Influence de l'angle nadir	66
II.3.4. Influence de l'altitude de mesure	69
<u>CHAPITRE III - L'APPAREILLAGE DE MESURE</u>	70
III.1 <u>Le récepteur</u>	70
III.1.1. Principe de fonctionnement	70
III.1.2. Les sources de référence et d'étalonnage	72
III.1.3. Les circuits principaux	76
a) hyperfréquences	
b) circuits MF et BF	
III.2 <u>Description et fonction des circuits auxiliaires</u>	89
III.2.1. Alimentation	89
III.2.2. Programme	90
a) horloge	
b) compteur électronique	
c) système de commutation	
d) protection de l'antenne	
e) résumé synoptique	
III.2.3. Enregistrement - Télémessure	96
III.3 <u>Configuration générale</u>	101
III.3.1. Climatisation	101
III.3.2. Présentation	102
III.3.3. Répartition du poids	104
III.3.4. Système amortisseur	104

<u>CHAPITRE IV - MESURES ET RESULTATS</u>	I08
IV.1. - <u>Méthode expérimentale</u>	I08
IV.1.1. Principe de la méthode	I08
IV.1.2. Précision de la mesure	II2
a) linéarité	
b) sensibilité	
c) erreurs	
IV.1.3. Traitement de l'information	I29
IV.2. - <u>Résultats des mesures</u>	I34
IV.2.1. Mesures préalables	I34
IV.2.2. Première campagne de mesure	I37
- vol technique (I.2.I968)	
- vol de mesure (6.2.I968)	
IV.2.3. Seconde campagne de mesure	I46
- essais complémentaires	
- vols de mesure des I7.I0 et 6.II.I968	
- vol de mesure (5.I2.I968)	
IV.2.4. Résumé des résultats	I53
IV.2.5. Epilogue	I55
<u>CONCLUSION</u>	I58
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	I60

INTRODUCTION

Si la spectroscopie aux longueurs d'ondes optiques est une science dont les origines remontent à la fin du XVII^e siècle et dont l'exploitation a pris son essor dans le courant du XIX^e siècle, il a fallu attendre 1925 pour que CZERNY mette en évidence les transitions entre niveaux de rotation des molécules en infrarouge. Les transitions moléculaires s'effectuant dans le domaine des ondes hertziennes ont été mises en évidence en 1934 par CLEETON et WILLIAMS puis par RABI et ses collaborateurs en 1938.

Le véritable essor de la spectroscopie des radiofréquences date des années 1945-1946. En effet, les techniques des ondes centimétriques développées au cours de la seconde guerre mondiale, en raison de l'apparition du radar, ont alors été appliquées à l'étude systématique des bandes d'absorption moléculaire.

C'est à cette époque que fut mise en évidence expérimentalement par DERINGER [1] la bande d'absorption correspondant à l'ensemble des transitions de couplage du moment cinétique de rotation à la résultante des spins électroniques de la molécule d'oxygène.

Depuis, les transitions énergétiques de la molécule d'oxygène correspondant à des ondes de longueur d'onde millimétrique ont fait l'objet de nombreux travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux. Ainsi, en 1947, VAN VLECK [2] a-t-il déterminé la valeur théorique de l'absorption linéique de ce corps, utilisant à cet effet la théorie de la forme des raies spectrales due aux collisions moléculaires, établie par lui-même et WEISSKOPF en 1945 [3] .

Outre le travail effectué par MILLER et TOWNES en 1953, la plupart des fréquences de transition ont été calculées par MISUSHIMA et HILL en 1954 [4] . Une étude expérimentale de ces fréquences de transition a été effectuée ensuite par ZIMMERER et MISUSHIMA [5] .

Enfin, la détermination expérimentale de la forme des raies spectrales a fait l'objet de nombreux travaux, parmi lesquels on peut citer ceux de HILL et GORDY [6] , ARTMAN et GORDON [7] , SCHULZE et TOLBERT [8] .

Les méthodes d'étude offertes par la spectroscopie hertzienne ont permis aux radioastronomes d'élargir leur domaine d'investigation. En effet, depuis les années 1930 (JANSKY, REBER), la radioastronomie ne consistait qu'en la détection de sources de bruits radiofréquences à répartition spectrale continue. La découverte en 1951 de la raie d'émission monochromatique interstellaire correspondant à une transition hyperfine de l'état fondamental de l'hydrogène atomique (1421 MHz), a conduit les radioastronomes à l'utilisation de la spectroscopie hertzienne.

De la même façon la spectroscopie hertzienne constitue un moyen d'étude des atmosphères planétaires (REA et WELCH [9], TROITSKY [10]), et en particulier de l'atmosphère terrestre.

En effet, parmi les composants de l'atmosphère terrestre la vapeur d'eau et l'oxygène présentent un spectre intense aux largeurs d'ondes millimétriques ou centimétriques.

Ce travail consiste en l'application de tels procédés aux études géophysique et radiométéorologique par la mesure d'un des paramètres les plus importants de l'atmosphère terrestre, à savoir la température.

Le procédé le plus courant de mesure de ce paramètre utilisé par les météorologistes repose sur l'utilisation intensive du radio-sondage effectué à l'aide de ballons-sondes.

Cependant ce type de radiosondage présente un certain nombre d'inconvénients :

- Les sondages jusqu'à une altitude de 25.000 m sont obtenus dans 50 % des cas et leur occurrence décroît très vite avec l'altitude : à tel point que l'on ne dispose pratiquement pas de mesures de routine au-delà de 30.000 m.
- La précision est médiocre et si les écarts moyens entre divers types de radiosondes sont élevés, un même type de radiosonde conduit à des mesures de précision médiocre. Une étude récente de MEANHOUT [II] a en effet montré qu'avec la radiosonde considéré comme le meilleur on pouvait s'attendre à des écarts de l'ordre de 3° à 25.000 m. d'altitude.

D'autres méthodes ont fait l'objet d'études, mais celles-ci ne peuvent avoir qu'un caractère accidentel car elles nécessitent l'emploi d'un engin lanceur tel qu'une fusée.

Il s'agit en particulier de :

- la mesure de la vitesse de propagation du son produit par l'explosion de grenades [I2]
- la détermination par effet DOPPLER de la vitesse de chute d'une sphère [I3]
- la détermination de la largeur de raie spectrale d'un corps particulier tel que le sodium [I4, I5]

Enfin, l'observation des aurores polaires et de la lumière du ciel nocturne ne peut donner que des renseignements locaux [I6] .

Aussi nous sommes nous proposé de définir et de mettre au point une nouvelle méthode de mesure de la température de l'atmosphère en fonction de l'altitude.

On sait que l'émissivité spectrale est fonction de la température du corps émissif. Le composant atmosphérique choisi est l'oxygène plutôt que le gaz carbonique en raison de la constance de son rapport de mélange.

Cette méthode est basée sur l'évolution des propriétés d'émission et d'absorption d'un composant atmosphérique en fonction de la température. Le composant choisi est l'oxygène moléculaire en raison de la constance de son rapport de mélange jusqu'à des altitudes élevées.

La mise au point de cette nouvelle méthode de mesure a tout d'abord nécessité une étude approfondie de spectroscopie, appliquée à la structure hyperfine de l'oxygène moléculaire. Nous avons donc tenté de compléter les travaux déjà existants et en particulier :

- défini la forme des raies spectrales dans le milieu particulier que constitue l'atmosphère
- entrepris la détermination de l'influence du champ magnétique terrestre par effet Zeeman.

Le premier chapitre de ce travail est donc constitué par des compléments de spectroscopie appliqués à l'oxygène moléculaire et aux particularités propres au cas spécifique de l'atmosphère terrestre.

Le principe de la mesure est exposé au chapitre second. Nous indiquons alors de quelle manière s'effectue le transfert de rayonnement au sein du milieu et en quelle façon la température intervient. Lorsque le transfert de rayonnement s'effectue, des pressions élevées vers les pressions faibles, le flux énergétique est l'intégrale d'une fonction non monotone ; la contribution prépondérante de régions particulières permet donc la détermination de la température de ces régions. Pour qu'il en soit ainsi, l'observation doit être effectuée à partir des faibles pressions : le dispositif expérimental nécessite donc l'usage d'un ballon emportant à altitude élevée un récepteur dont le capteur est orienté vers le sol.

Le chapitre troisième est consacré à la description de l'appareillage utilisé pour cette expérimentation. Cet appareillage est essentiellement constitué par un radiomètre microonde. La technique radiométrique fait l'objet de travaux depuis un certain nombre d'années. Cependant, un radiomètre n'est pas un récepteur simple et sa réalisation est subordonnée étroitement à la mission que l'on désire lui faire remplir. De plus les conditions particulières d'utilisation, à savoir l'envoi en altitude à l'aide de ballons, n'est pas sans poser de problèmes particuliers :

- miniaturisation
- établissement d'un programme

Enfin, les performances des radiomètres soulèvent de nombreuses controverses ; il nous a semblé bon ici de préciser un certain nombre de points particuliers relatifs à la sensibilité d'un radiomètre. Ces précisions, les résultats obtenus et leur discussion, font l'objet du chapitre quatrième. Nous précisons dans cette partie les précautions particulières prises pour mener à bien l'expérimentation proprement-dite. Sont examinés les essais préliminaires en laboratoire ainsi que l'infra-structure annexe de mesures météorologiques.

Un dernier paragraphe porte essentiellement sur les prolongements éventuels d'une telle méthode de mesure, à la lumière des résultats obtenus et des difficultés rencontrées.

La conclusion résume brièvement les résultats aussi bien théoriques, techniques, qu'expérimentaux de ce travail.

CHAPITRE PREMIER

I. ETUDE THEORIQUE DU SPECTRE DE L'OXYGENE

Ce travail n'a pas pour principal objet une étude détaillée du spectre de l'oxygène moléculaire aux longueurs d'ondes hertziennes ; cependant certains aspects particuliers jusqu'à présent inabordés, mais liés aux conditions spéciales présentées par l'atmosphère terrestre ont dû être envisagés. Ainsi, avons nous dû étudier plus spécialement l'influence des variations de pression d'une part et du champ magnétique terrestre d'autre part.

I.1. LE SPECTRE HYPERFIN DE LA MOLECULE D'OXYGENE

L'étude classique d'un spectre comporte un certain nombre d'étapes qui peuvent être désignées comme suit :

- a) - Détermination des niveaux d'énergie permettant de préciser les fréquences correspondant aux diverses transitions.
- b) - Détermination des règles de sélection permettant l'élimination des transitions non observables.
- c) - Détermination des probabilités de transition conduisant à l'évaluation de l'intensité de chacune d'entre elles.

En outre, lorsque l'appareil de mesure possède un grand pouvoir de résolution, ce qui est généralement le cas dans le domaine des ondes hertziennes, il importe également de déterminer la forme des raies spectrales.

Nous allons donc commencer par résoudre ces divers problèmes en supposant tout d'abord qu'aucun champ magnétique extérieur n'est appliqué au milieu oxygéné que constitue l'atmosphère

I.1.1. Les transitions du spectre hyperfin

La molécule d'oxygène n'a pas de moment dipolaire électrique mais un moment dipolaire magnétique dû aux spins des électrons de valence, ce qui se traduit par un caractère de paramagnétisme à l'échelle macroscopique.

Le moment angulaire de spin électronique $\vec{S}$ est égal à 1 et l'état de base de la molécule d'oxygène est un état $^3\Sigma$ [17]

L'énergie relative à une molécule d'oxygène peut être caractérisée par les énergies partielles suivantes :

- a) - une énergie de rotation de la molécule ;
- b) - un couplage du moment de spin au moment de rotation ;
- c) - une interaction pseudo-quadrupolaire due à l'interaction entre les moments de spin d'une part et une polarisation magnétique de la molécule entraînant une excitation partielle des électrons d'autre part.

Les transitions pouvant apparaître aux longueurs d'ondes voisines de 5 mm. sont des transitions de structure fine, c'est-à-dire entre les niveaux triplet ; en effet, chaque niveau de rotation est décomposé en un triplet. L'écart d'énergie entre ces sous-niveaux dépend de la nature et de l'importance du couplage du moment angulaire de spin à l'axe moléculaire ; or, le spin électronique est plus fortement couplé au moment angulaire orbital total qu'à l'axe moléculaire.

$$\vec{N} = \vec{A} + \vec{O}$$

$\vec{N}$ est le moment angulaire orbital total

$\vec{A}$ est la projection du moment angulaire orbital électronique $\vec{L}$ sur l'axe moléculaire

$\vec{O}$ est le moment angulaire orbital dû à la rotation de la molécule.

De plus, $\vec{L}$ est fortement couplé à l'axe moléculaire.

C'est le cas *b* de Hundt [18] qui peut se traduire par l'écriture.

$$\vec{L} \leftrightarrow \vec{A} \gg \vec{L} \leftrightarrow \vec{S} \text{ ou } \vec{L} \leftrightarrow \vec{O}$$

$$\vec{S} \leftrightarrow \vec{N} \gg \vec{S} \leftrightarrow \vec{A}$$

$\vec{A}$ est l'axe moléculaire

$\vec{S}$ est le moment angulaire de spin électronique.

D'où le modèle vectoriel de la figure I.1.

De plus $\vec{A} = \vec{O}$ (état Σ) et $\vec{N}$ est identique à $\vec{O}$

$\vec{N}$ et $\vec{S}$ s'additionnent vectoriellement pour former $\vec{J}$.

Nous avons donc :

$$\vec{J} = \vec{N} + \vec{S}$$

ce qui conduit aux trois états :

$$J = N + 1$$

$$J = N$$

$$J = N - 1$$

Les niveaux d'énergie correspondants sont [19, 20]

$$W_{(J=N-1)} = BN(N+1) - B(2N-1) - \lambda - \frac{\delta}{2}$$

$$- \left[\lambda^2 - 2\lambda \left(B - \frac{\delta}{2} \right) + (2N-1)^2 \left(B - \frac{\delta}{2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$W_{(J=N)} = BN(N+1)$$

$$W_{(J=N+1)} = BN(N+1) + B(2N+3) - \lambda - \frac{\delta}{2}$$

$$- \left[\lambda^2 - 2\lambda \left(B - \frac{\delta}{2} \right) + (2N+3)^2 \left(B - \frac{\delta}{2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

(I.1)

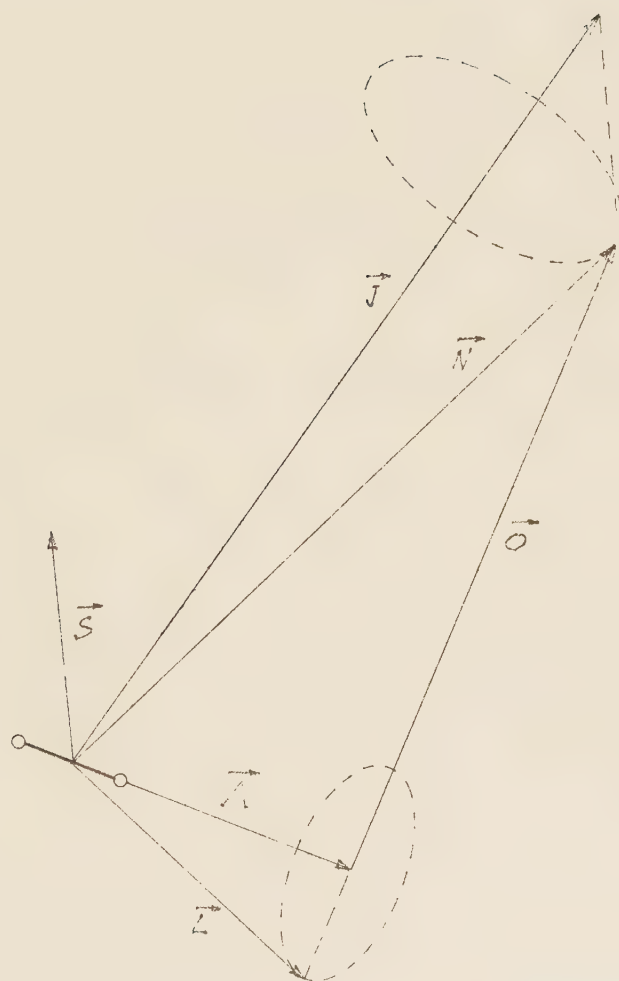


Figure 1.1.

Moments de la molécule d'oxygène O_2^k

(cas b / de Hundt)

γ est une constante relative à l'interaction magnétique ;

λ est une constante relative à l'interaction pseudo-quadrupolaire ;

B est la constante de rotation.

Les transitions hyperfines sont celles correspondant à $\Delta J = \pm 1$

Soit $J = N \rightarrow J = N+1$ (raies N^+)

$J = N \rightarrow J = N-1$ (raies N^-)

(Ainsi la raie 7^- , par exemple, correspond à une transition du niveau $J=7$ au niveau $J=6$ avec $\Delta N = 0$).

La mesure des fréquences des transitions hyperfines a été effectuée par ARTMAN et GORDON [21] et les résultats sont regroupés sur la figure 1.2.

A partir de ces résultats, la valeur des constantes a pu être fixée :

$$B_0 = 43.101 \text{ MHz.}$$

$$\lambda = 59.501 \text{ MHz.}$$

$$\gamma = 252,7 \text{ MHz.}$$

En outre, la valeur de la constante de rotation n'est pas indépendante de la valeur de N et il a été trouvé :

$$B = B_0 - N(N+1) D_v$$

avec $D_v = 4 B^3 / \omega_i^2$

La valeur de λ a d'ailleurs été corrigée par la suite :

$$\lambda = 59.501,6 + 0,0575 N(N+1) \quad (\text{MHz})$$

Comme nous le verrons plus loin, chacun des niveaux triplet est dégénéré, le degré de dégénérescence ayant la valeur bien connue $2J+1$. Un champ magnétique extérieur lève cette dégénérescence.

Enfin, en vertu du principe d'exclusion de PAULI, N ne peut prendre que des valeurs impaires.

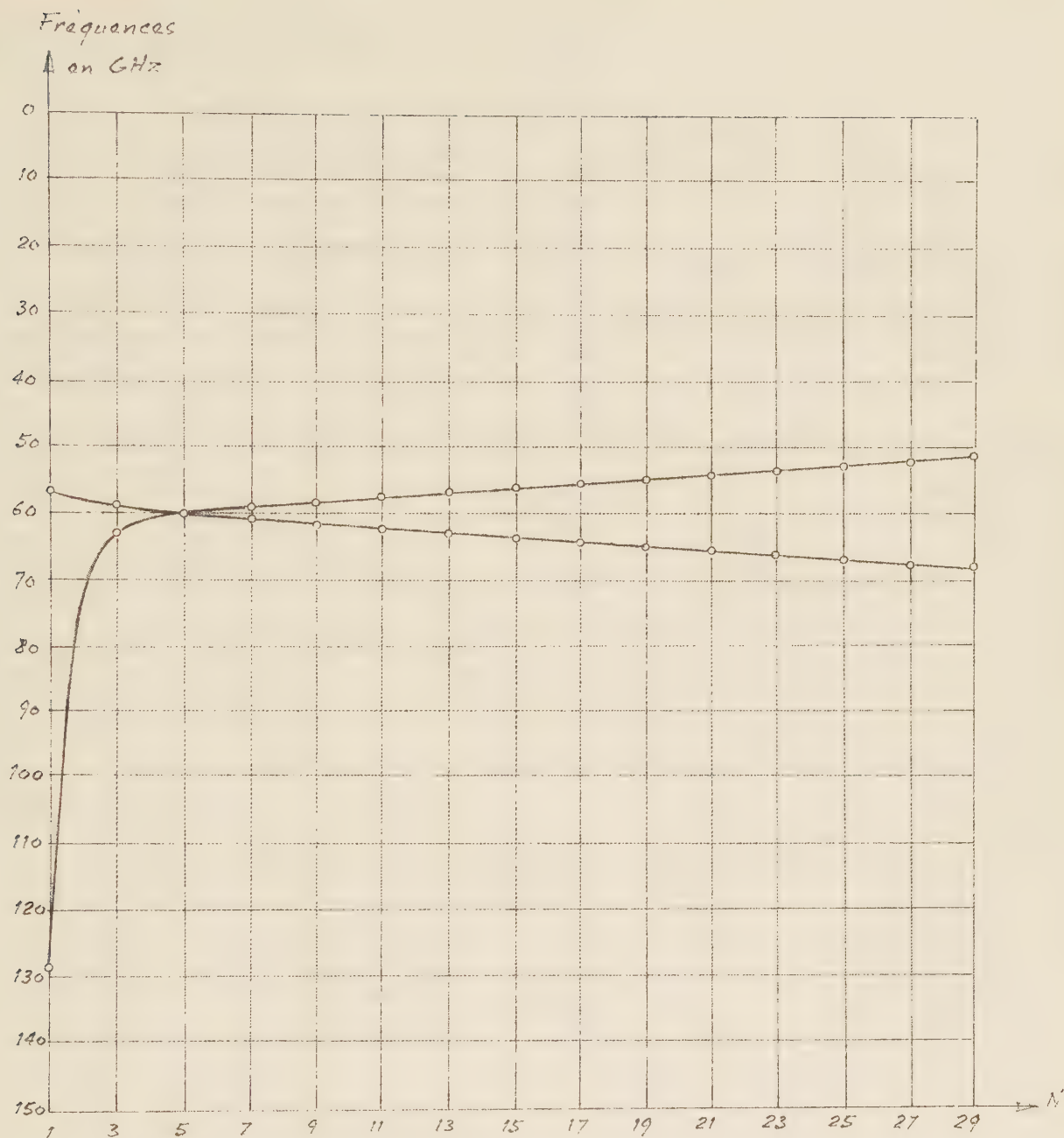


Figure I.2.

Fréquences des transitions hyperfines
de la molécule d'oxygène

I.1.2. Le coefficient d'absorption

La détermination du coefficient d'absorption est un des moyens permettant d'accéder à l'intensité et à la forme des raies spectrales. Deux méthodes peuvent être utilisées à cette fin :

- l'une, purement quantique, reposant sur un calcul de perturbation. Cette méthode très bien adaptée à la détermination de l'intensité présente le défaut de ne faire apparaître la forme des raies que d'une façon qui peut sembler un peu arbitraire ;
- l'autre, semi-quantique, basée sur la théorie de l'électron vibrant de LORENTZ [22] . C'est cette méthode qui a été utilisée par VAN VLECK et WEISSKOPF [3] pour préciser la forme des raies spectrales (du moins lorsque celle-ci est due aux collisions moléculaires).

Nous avons utilisé la première de ces méthodes pour déterminer le coefficient d'absorption alors que la seconde nous a permis de préciser la forme des raies spectrales.

Le coefficient d'absorption est usuellement défini par la loi de LAMBERT.

Pour l'étude des phénomènes radiatifs qui nous intéressent, il est commode d'introduire d'abord la notion d'intensité spécifique de rayonnement I_ν ; c'est l'énergie traversant l'unité de surface normale à la direction de propagation des ondes, par unité de temps, par unité d'angle solide, dans l'intervalle de fréquence $d\nu$ autour de ν .

La loi de LAMBERT peut s'écrire alors :

$$dI_\nu \cdot d\nu \cdot d\Omega = -k_{nm}(\nu) \cdot I_\nu \cdot d\nu \cdot d\ell \cdot d\Omega \quad [1.2]$$

où dI_ν est la diminution d'intensité le long du trajet $d\ell$

$k_{nm}(\nu)$ est, par définition, le coefficient d'absorption.

L'indice double nm repère, pour rappeler le langage quantique la transition $n \rightarrow m$ responsable de l'absorption d'énergie ou, pour rappeler le langage spectroscopique la raie d'absorption correspondante.

REMARQUE :

Dans le cas d'un milieu anisotrope, le coefficient d'absorption dépendrait de la direction de propagation.

L'intensité d'une raie est définie habituellement par :

$$k_{nm} = \int k_{nm}(\nu) \cdot d\nu$$

On relie le coefficient d'absorption à la structure du milieu par l'intermédiaire des paramètres suivants :

B_{nm} coefficient d'absorption d'EINSTEIN

N_n nombre de particules par cm^3 dans l'état n

B_{mn} coefficient d'émission induite d'EINSTEIN

N_m nombre de particules par cm^3 dans l'état m

ρ_ν densité volumique spectrale d'énergie du rayonnement dans lequel baigne le milieu

A_{mn} probabilité d'émission par unité de temps pour une particule.

L'énergie absorbée par seconde à l'intérieur d'un volume unitaire s'écrit à l'aide des coefficients d'EINSTEIN de la manière suivante :

$$h \cdot \nu_{nm} \cdot N_n \cdot B_{nm} \cdot \rho_{\nu_{nm}} - h \cdot \nu_{nm} \cdot N_m \cdot B_{mn} \cdot \rho_{\nu_{nm}} - h \cdot \nu_{nm} \cdot N_m \cdot A_{mn}$$

(On fait ici abstraction des phénomènes de diffusion qui sont négligeables dans le domaine des microondes ainsi que des phénomènes d'ionisation, d'excitation ou de désexcitation par des chocs).

La même quantité s'écrit en intégrant dans tout l'espace :

$$4\pi \cdot k_{nm} \cdot I_\nu$$

D'où :

$$k_{nm} = \frac{h \nu_{nm}}{4\pi I_{\nu_{nm}}} \left[(N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) \rho_{\nu_{nm}} - N_m A_{mn} \right] \quad (I.3)$$

De plus

$$I_\nu = \frac{c}{4\pi} \cdot \rho_\nu \quad (I.4)$$

$$k_{nm} = \frac{h \nu_{nm}}{c} \left[(N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) - \frac{N_m A_{mn}}{\rho_{\nu_{nm}}} \right] \quad (I.5)$$

Pour introduire le coefficient d'absorption $k_{nm}(\nu)$ on doit écrire :

$$k_{nm}(\nu) = \frac{h\nu}{c} \left[(N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) - \frac{N_m A_{mn}}{\rho_{\nu_{nm}}} \right] F(\nu, \nu_{nm}) \quad (I.6)$$

$F(\nu, \nu_{nm})$ est le facteur de forme de la raie normalisé :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu, \nu_{nm}) \cdot d\nu = 1$$

On calcule généralement un coefficient α_{nm} qui tient compte de l'émission induite et qui est souvent dit "coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite".

$$\alpha_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{c} \left[N_n B_{nm} - N_m B_{mn} \right] \quad (I.7)$$

Nous savons par ailleurs que :

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}$$

Et que $N_m/N_n = g_m/g_n e^{-\frac{h\nu_{nm}}{kT}}$ (répartition de BOLTZMANN)

On peut s'interroger sur la validité de ces deux expressions. La première n'est pas douteuse car elle est établie par la théorie quantique indépendamment de l'environnement.

Pour ce qui est de la seconde, par contre, la réponse est moins aisée.

A l'équilibre thermodynamique :

- il y a microréversibilité des transitions c'est-à-dire que le nombre de transitions $n \rightarrow m$ est égal au nombre de transitions $m \rightarrow n$.
- la distribution des particules obéit à la loi de BOLTZMANN.
- le rayonnement est décrit par la loi de PLANCK.

L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique est incompatible avec celle de l'absorption ou de l'émission d'un milieu. D'ailleurs, cet équilibre n'est jamais atteint et l'hypothèse faite est celle de l'équilibre thermodynamique local [23]. Cette dernière hypothèse se traduit par :

- microréversibilité lors des collisions entre particules (on peut alors traiter séparément les divers problèmes d'interaction)
- validité de la loi de BOLTZMANN.

Par contre, il n'y a plus microréversibilité des transitions et la densité d'énergie n'est plus donnée par la loi de PLANCK

$$\alpha_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{c} B_{nm} \left(N_n - N_m \frac{g_n}{g_m} \right) \quad (I.10)$$

$$\left(N_n - N_m \frac{g_n}{g_m} \right) = N_n \left(1 - e^{-\frac{h\nu_{nm}}{kT}} \right) \\ \approx N_n \frac{h\nu_{nm}}{kT}$$

d'où : $\alpha_{nm} = \frac{(h\nu_{nm})^2}{ckT} N_n B_{nm} \quad (I.11)$

On calcule alors le coefficient B_{nm} par la méthode des perturbations et l'on trouve ainsi, en tenant compte du facteur de forme, pour la valeur du coefficient d'absorption

$$\alpha_{J'J}(\nu) = \frac{8\pi^3\nu^2}{ckT} N_J |\langle J | \mu | J' \rangle|^2 F(\nu, \nu_{nm}) \text{ en Naper/cm} \quad (I.12)$$

J a été défini plus haut

N_J le nombre de particules par cm^3 dans l'état J

k la constante de BOLTZMANN

T la température absolue du milieu

c la vitesse de la lumière ;

$$|\langle J | \mu | J' \rangle|^2 = \frac{1}{3} \left\{ |\langle J | \mu_x | J' \rangle|^2 + |\langle J | \mu_y | J' \rangle|^2 + |\langle J | \mu_z | J' \rangle|^2 \right\}$$

μ_x, μ_y et μ_z sont les composantes du moment dipolaire sur les axes du référentiel choisi. Rappelons que :

$$\langle J | \mu | J' \rangle = \int \psi_J^* \cdot \mu \cdot \psi_{J'} d\psi$$

où ψ_J est la fonction d'onde relative à l'état J et ψ_J^* est la fonction imaginaire conjuguée.

(Le calcul de perturbation est effectué au paragraphe I.1.4 b).

Les éléments de matrice relatifs à ces transitions ont les valeurs suivantes [24] :

$$|\mu_{J=N \rightarrow N+1}|^2 = 4\mu_0^2 \frac{N(2N+3)}{(2N+1)(N+1)} \quad (I.13)$$

$$|\mu_{J=N \rightarrow N-1}|^2 = 4\mu_0^2 \frac{(N+1)(2N-1)}{(2N+1)N}$$

μ_0 est le magnétron de BOHR.

I.1.3. L'intensité et la forme des raies spectrales

L'élargissement des raies spectrales dans le cas qui nous préoccupe est principalement dû aux effets de collisions moléculaires d'une part et DOPPLER d'autre part. Les élargissements de type particulier tels que ceux dûs :

- à la présence d'une enceinte ;
- à la saturation par puissance de l'onde incidente

n'ont pas d'influence dans le cas présent [25] .

a) - Elargissement par collisions moléculaires

La méthode la plus simple pour traiter ce problème consiste à utiliser la méthode semi-quantique.

On utilise un modèle où chaque molécule contient un électron lié à celle-ci par une force de rappel proportionnelle à son déplacement à partir de sa position d'équilibre. Le champ électrique de l'onde incidente fait osciller cet électron qui est ainsi responsable des phénomènes de réfraction et d'absorption de l'onde dans le milieu.

L'utilisation de ce modèle conduit à faire jouer au champ électrique le rôle qui, en fait, revient au champ magnétique. La symétrie entre les phénomènes électriques et magnétiques justifie une telle manière de procéder [25] .

Introduisant la loi de POISSON définissant la distribution des collisions dans le temps, on détermine la valeur moyenne du déplacement. Les équations de MAXWELL introduisent macroscopiquement le coefficient d'absorption qui est alors défini en fonction des paramètres mécaniques classiques.

Le résultat obtenu est alors généralisé par l'introduction de la mécanique quantique au moyen des théorèmes d'équivalence [24] .

Ce processus, mis au point par LORENTZ, conduit au coefficient d'absorption ci-dessous :

$$\alpha_{nm} = \frac{8\pi^2 \nu \nu_{nm}}{3 c k T} N_n |\mu_{nm}|^2 \left[\frac{(\Delta\nu)_c}{(\nu - \nu_{nm})^2 + (\Delta\nu)_c^2} + \frac{(\Delta\nu)_c}{(\nu + \nu_{nm})^2 + (\Delta\nu)_c^2} \right] \quad (I.15)$$

$(\Delta\nu)_c$ est la demi-largeur de raie dont on déterminera la valeur au paragraphe (I.2.1.).

$|\mu_{nm}|^2$ est le carré de l'élément de matrice.

Les autres notations ont déjà été définies.

Il semble opportun de rappeler les hypothèses faites implicitement ou explicitement dans cette théorie.

Outre l'assimilation de l'absorption, due à un gaz, à la mise en vibration de particules oscillantes dont l'oscillation est modifiée lors des collisions, on a supposé :

- que la pression du gaz n'est pas trop élevée de sorte que les seules collisions moléculaires envisagées sont du type binaire ;
- que les collisions sont supposées de durée petite devant le temps de libre parcours moyen ;
- que les conditions initiales au mouvement d'une particule, immédiatement après chaque collision n'ont aucun rapport avec les conditions avant la collision ;
- que l'équilibre statique se maintient ;
- que, après impact, toutes les directions de déplacement et toutes les vitesses sont également probables.

VAN VLECK et WEISSKOPF [3,27] ont quelque peu modifié ces hypothèses permettant d'aboutir à une forme de raie plus proche de celle mesurée expérimentalement.

L'oscillateur harmonique constitue encore le point de départ du raisonnement, mais la détermination des constantes d'intégration repose sur une hypothèse différente :

- les valeurs de l'élongation et de la vitesse juste après le choc sont distribuées suivant la loi de EOLTZMANN.

Cette hypothèse entraîne d'ailleurs implicitement la suivante :

- la durée moyenne des collisions est petite devant la période du rayonnement incident.

Dans ces conditions, l'expression [I. 15] devient :

$$\alpha'_{nm} = \frac{8\pi^2\nu^2}{3ckT} N_n |\mu_{nm}|^2 \left[\frac{(\Delta\nu)_c}{(\nu - \nu_{nm})^2 + (\Delta\nu)_c^2} + \frac{(\Delta\nu)_c}{(\nu + \nu_{nm})^2 + (\Delta\nu)_c^2} \right] \quad (\text{I.16})$$

b) - Elargissement par effet DOPPLER

Les déplacements de fréquence dûs à la dispersion des vitesses des molécules dans la direction de propagation (effet DOPPLER) entraînent un élargissement des raies d'absorption.

Dans ce cas on obtient [25]

$$\alpha'_{nm} = \frac{8\pi^2\nu}{3ckT} N_n |\mu_{nm}|^2 \left(\frac{mc^2}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp - \frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_{nm}}{\nu_{nm}} \right)^2 \quad (\text{I.17})$$

m est la masse de la molécule.

On définit alors une demi-largeur de raie DOPPLER dont l'expression est :

$$(\Delta\nu)_D = \frac{\nu_{nm}}{c} \left(\frac{2kT}{m} \log_e 2 \right)^{1/2} \quad (\text{I.18})$$

Lorsque le libre parcours moyen n'est pas infiniment grand devant la longueur d'onde, il est nécessaire de tenir compte de l'effet DICKE [28, 29, 30] . Cet effet se traduit par un léger rétrécissement de la largeur de raie.

c) - Combinaison des effets précédents

Lorsque les élargissements dûs aux collisions d'une part, et à l'effet DOPPLER d'autre part, sont d'ordre comparable, il est nécessaire d'élaborer une théorie particulière. En effet, l'approximation souvent utilisée [17] :

est trop succincte.
$$\Delta\nu \approx [(\Delta\nu)_c^2 + (\Delta\nu)_D^2]^{1/2}$$

La théorie de VOIGT est déjà plus proche de la réalité:

On considère les molécules du gaz absorbant dont la vitesse radiale est comprise entre v et $v+dv$; à cet ensemble correspond une raie élémentaire d'absorption définie par [I.15] ou [I.16] . L'intégration sur tout l'espace des vitesses conduit à :

$$\alpha_{nm} = \frac{8\pi^2\nu^2}{3ckT} \frac{N_n}{\nu_{nm}} |\mu_{nm}|^2 \left(\frac{mc^2}{2\pi kT}\right)^{1/2} \mathcal{J} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\alpha^2}}{\mathcal{D}^2 + (\alpha - \alpha_0)^2} d\alpha \quad (\text{I.19})$$

où

$$\mathcal{J} = (\text{Log}_e 2)^{1/2} \frac{(\Delta\nu)_c}{(\Delta\nu)_D}$$

et

$$\alpha = (\text{Log}_e 2)^{1/2} \frac{\nu - \nu_{nm}}{(\Delta\nu)_D}$$

L'intégrale de l'expression [I -19] a été tabulée par POSENER [31]. La combinaison de ces deux effets pouvant intervenir dans l'atmosphère terrestre, il nous a semblé indispensable de pousser plus loin la théorie de VOIGT [25] . En effet, la forme spectrale à laquelle on aboutit par la théorie de VOIGT ne tient pas compte de la dispersion des largeurs de raies élémentaires relatives à l'effet de collision par rapport à la vitesse de la particule "optiquement active".

A cet effet on considère à nouveau l'ensemble des molécules possédant une vitesse radiale comprise entre v et $v + dv$; non seulement il y a déplacement de la courbe d'absorption par collisions relatives à cet ensemble (par effet DOPPLER) mais encore déformation de cette courbe d'absorption élémentaire : $(\Delta\nu)_c$ en effet, est fonction de la vitesse moyenne de chaque ensemble de molécules considéré. Nous avons attribué à cet aspect de l'élargissement le nom de profil de "VOIGT modifié".

Le coefficient d'absorption s'écrit alors :

$$\alpha_{nm} = \frac{8\pi^2\nu^2}{3c k T} \frac{N_n}{\nu_{nm}} |M_{nm}|^2 \left(\frac{mc^2}{2\pi k T}\right)^{1/2} \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{J} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sqrt{x^2+1} e^{-x^2}}{2/3 \mathcal{J}^2(x^2+1) (\alpha-x)^2} dx \quad (I.20)$$

α et $\mathcal{J}$ ont été définis lors de l'établissement de la formule [I.19]

Nous avons par la suite comparé les différents profils de raie. La valeur de $(\Delta\nu)_D$ a été prise égale à $4,27 \cdot 10^4$ Hz

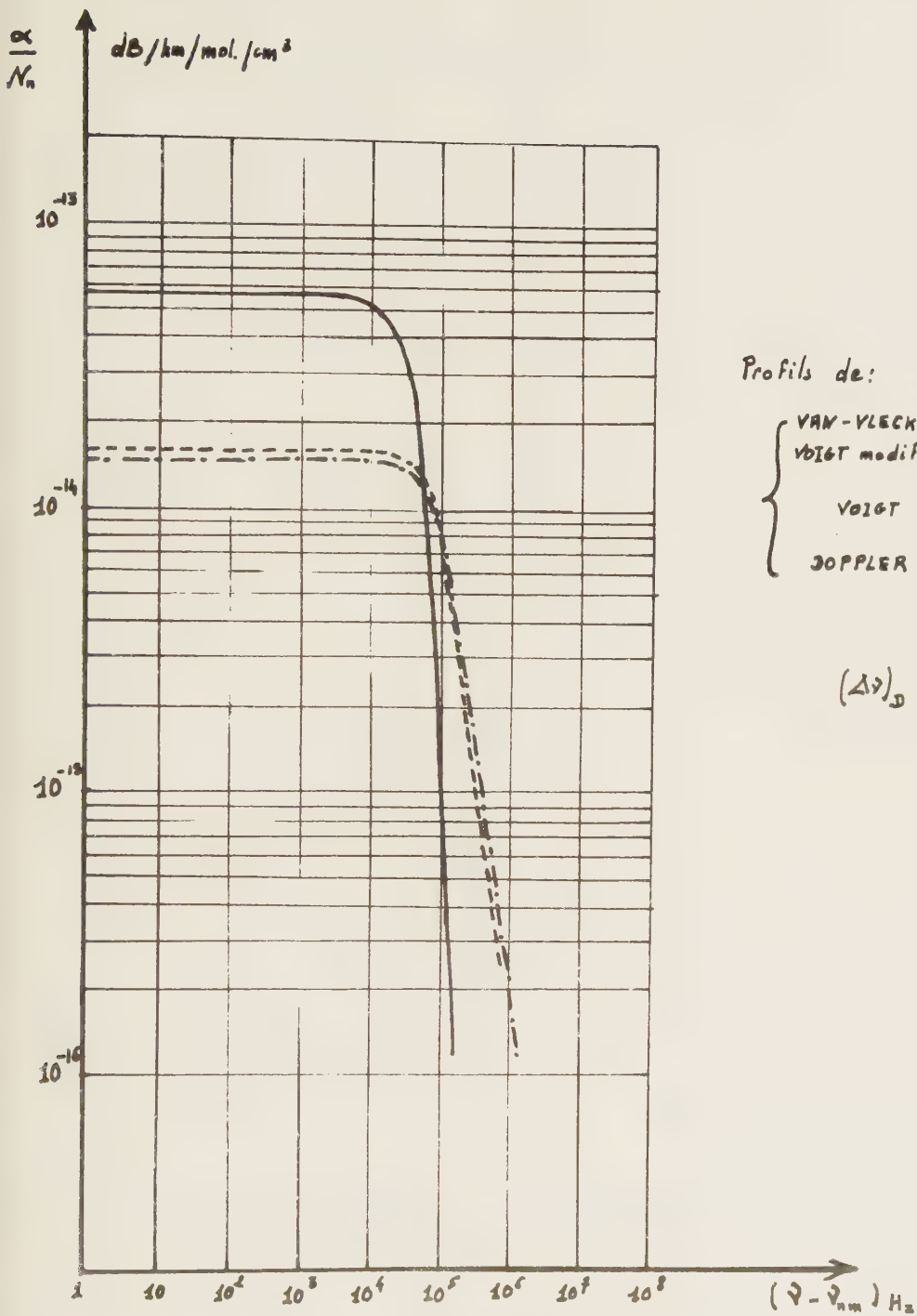
La valeur de $(\Delta\nu)_c$ est de 10^5 Hz sur la figure I.3.

La valeur de $(\Delta\nu)_c$ est de 10^4 Hz sur la figure I.4.

On peut alors déduire les constatations suivantes :

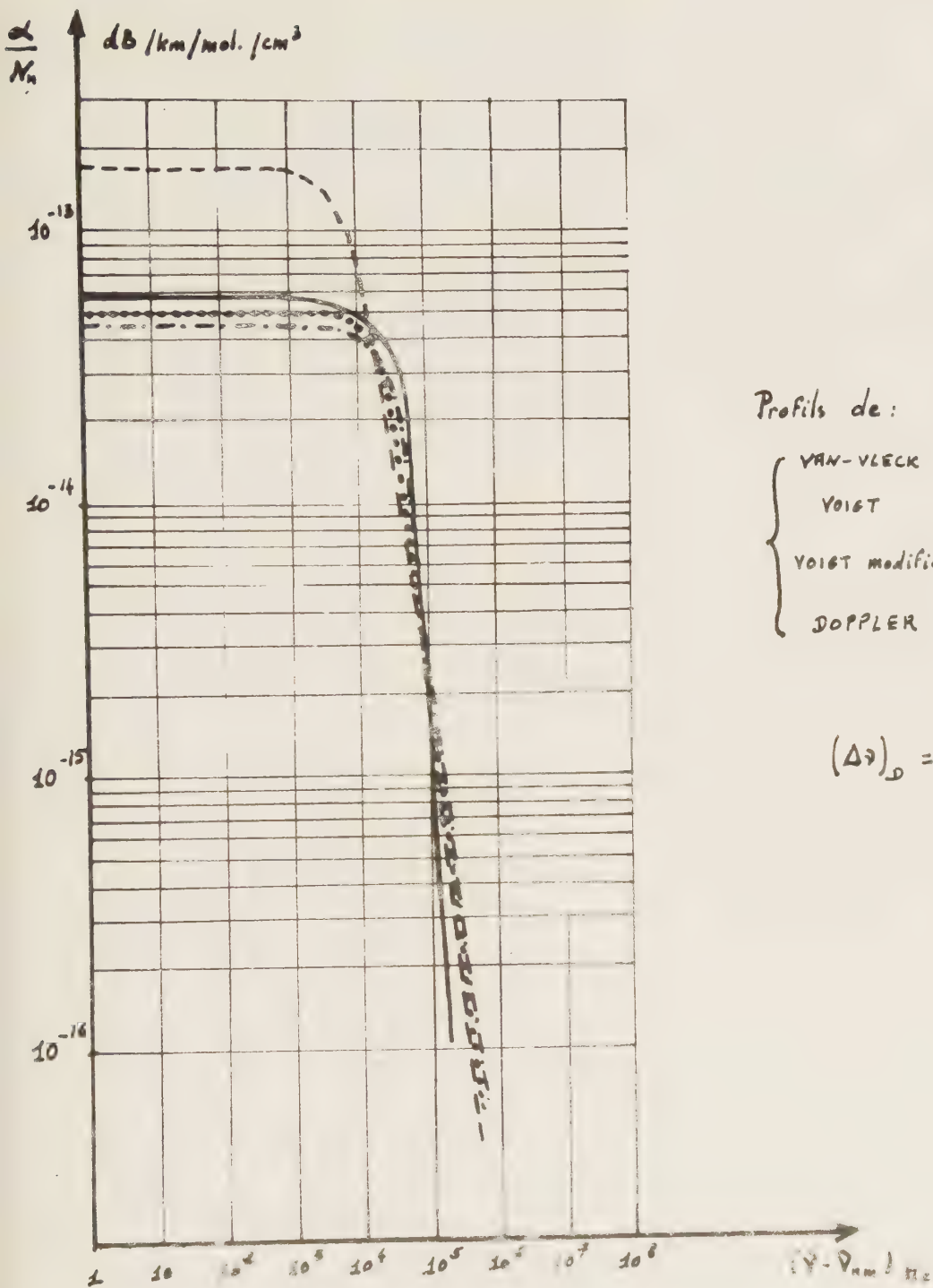
- entre l'élargissement dû aux collisions et celui dû à l'effet Döppler, l'influence de l'effet prépondérant est plus marqué sur le profil de "VOIGT modifié" que sur le profil de VOIGT ;
- lorsque $(\Delta\nu)_c > (\Delta\nu)_D$, le profil de "VOIGT modifié" se rapproche davantage du profil de VAN VLECK ;
- lorsque $(\Delta\nu)_c < (\Delta\nu)_D$, il se rapproche davantage du profil DOPPLER ;
- Le profil de "VOIGT modifié" se situe toujours entre les profils de VOIGT et de VAN VLECK.

Enfin l'influence de l'effet DOPPLER ne devient importante que lorsque $(\Delta\nu)_c$ est de l'ordre de 1 MHz ; ce qui, comme nous le montrons au paragraphe (I.2) correspond approximativement à une altitude de l'ordre de 60 km.



- Figure I.3 -

Profils comparés pour $(\Delta\nu)_c = 10^5 \text{ Hz}$



- Figure I.4 -

Profils comparés pour $(\Delta\nu)_c = 10^4 \text{ Hz}$

I.1.4. La levée de dégénérescence (effet ZEEMAN)

Lorsque cette expérience a été envisagée, il n'existait aucun travail sur la théorie de l'effet ZEEMAN appliquée à l'oxygène moléculaire. Il a donc été nécessaire de l'établir [32] .

L'introduction d'un champ magnétique constant dissocie chaque niveau caractérisé par J en $2J+1$ sous niveaux repérés par le nombre quantique M . Chaque raie observée correspond alors à la transition entre un sous-niveau M_1 du niveau $J = N$ et un sous niveau M_2 du niveau $J = N+1$ (ou $N-1$). Cette transition doit respecter l'une des règles de sélection à savoir :

$$\Delta M = 0, \Delta M = +1, \Delta M = -1$$

Les raies ZEEMAN correspondant aux transitions $\Delta M = 0$ (composantes π) sont polarisées rectilignement parallèlement au champ magnétique appliqué. Les raies ZEEMAN correspondant aux transitions : $\Delta M = \pm 1$ (composantes σ) sont polarisées circulairement dans un plan perpendiculaire au champ magnétique appliqué. Les sens de polarisation des composantes $\Delta M = +1$ et $\Delta M = -1$ sont opposés.

Les fréquences centrales de ces nouvelles raies sont évidemment plus ou moins différentes de la fréquence de la raie en champ nul.

a) - Ecart de fréquence

Un calcul classique [33] donne le résultat suivant :

Si nous considérons une transition $J_1 M_1 \rightarrow J_2 M_2$, l'écart entre la fréquence de la raie issue de cette transition et la fréquence de la raie non dissociée est donnée par :

$$\Delta \nu = (g_2 M_2 - g_1 M_1) \frac{e H}{4 \pi m c} \quad (I.21)$$

g est le facteur de LANDE :

$$g = \frac{J(J+1) + S(S+1) - N(N+1)}{J(J+1)}$$

On obtient pour des valeurs de H' égales successivement à 0,3 et à 0,5 G le tableau ci-dessous :

N° de la raie	Fréquence de résonance en champ nul (MHz)	Nombre de composantes		Ecart en MHz entre composantes extrêmes	
		π	σ	$H = 0,3 \text{ G}$	$H = 0,5 \text{ G}$
I-	118.750	1	2	0,84	1,40
I ⁺	56.264	1	2	0,84	1,40
3-	62.486	5	10	1,475	2,46
5-	60.306	9	18	1,715	2,86
7-	59.164	13	26	1,74	2,9

- Les composantes π comprennent une raie à la fréquence de la raie non dissociée, et d'autres raies distribuées symétriquement par rapport à la fréquence de celle-ci.

- Les composantes $\sigma^- (\Delta M = +1)$ sont symétriques des composantes $\sigma^+ (\Delta M = -1)$, par rapport à la fréquence de la raie non dissociée.

REMARQUE :

La raie I⁺ devrait théoriquement se décomposer en 9 raies mais pour $N = S = 1$ le facteur de LANDE est indépendant de J . Chaque famille de transitions $\Delta M = 0$, $\Delta M = +1$, $\Delta M = -1$, donne ainsi naissance à une seule raie au lieu de trois.

b) - Coefficient d'absorption

Nous posons le coefficient d'absorption sous la forme :

$$\alpha'_{nm} = K A_0$$

avec

$$K = \frac{8\pi^2 \nu^2}{c k T}$$

On définit les projections du moment dipolaire magnétique $\vec{\mu}_x, \vec{\mu}_y, \vec{\mu}_z$ sur les axes de quantification de vecteurs unitaires $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$. La symétrie du champ magnétique impose de choisir pour l'un des axes la direction du champ magnétique constant, soit l'axe Z (voir figure I.5).

- polarisation rectiligne

Nous utilisons la méthode quantique précisée au paragraphe I.1.2. Il s'agit de résoudre l'équation de SCHRODINGER :

$$(H_0 + H_1) \psi(t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(t) \quad (I.22)$$

où l'Hamiltonien H_0 , tel que :

$$H_0 \psi_0 = -\frac{\hbar^2}{i} \frac{\partial}{\partial t} \psi_0$$

ne dépend pas explicitement du temps.

L'Hamiltonien de perturbation est : $H_1 = \vec{E} \cdot \vec{\mu}$

$\vec{\mu}$ moment dipolaire magnétique

$\vec{E}$ champ magnétique de l'onde (c'est en paquet d'ondes de fréquences différentes mais de même polarisation).

$$\vec{E} = \int \vec{E}_0(\omega) \cos 2\pi \nu t d\nu$$

OZ étant fixé comme portant le champ magnétique constant $\vec{H}$, on peut choisir arbitrairement Ox et Oy dans un plan orthogonal à OZ et on peut s'arranger pour que $\vec{E}$ soit dans le plan YOZ ($E_x = 0$).

$Oxyz$ est le trièdre défini par le plan d'onde YOZ et la direction de propagation de l'onde, Ox . Le vecteur $\vec{E}$ est porté par l'axe Oz . On définit l'angle $\theta = ZOz$.

Les états non perturbés (n, m) sont caractérisés par les nombres quantiques J, M d'une part et J', M' d'autre part.

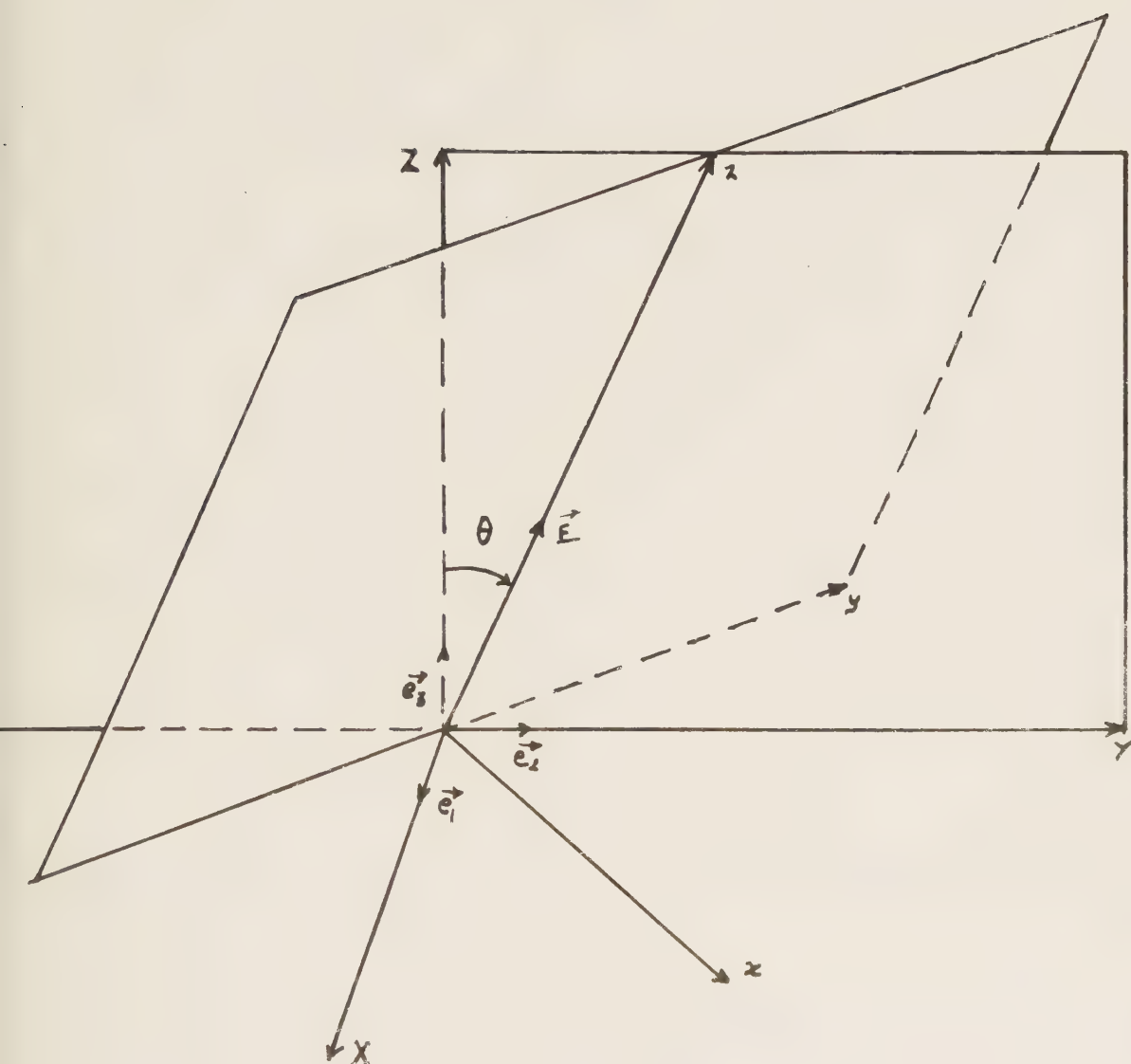


Figure I.5

Géométrie de l'interaction d'une onde polarisée

rectilignement avec une molécule

Pour suivre l'évolution de l'état $\psi(t)$ on doit le développer suivant la série complète des états propres.

$$\psi_{\alpha}(t) = |\alpha\rangle e^{-\frac{iE_{\alpha}t}{\hbar}}$$

de l'Hamiltonien non perturbé H_0 (avec $\langle \alpha | \alpha \rangle = 1$).

La probabilité de trouver le système au bout du temps t , dans l'état $|m\rangle$ est $|c_m(t)|^2$

Avec l'approximation de BORN on trouve que :

$$\frac{d}{dt} c_m(t) = \frac{1}{i\hbar} \langle m | H_1 | n \rangle \exp(i \frac{(E_m - E_n)t}{\hbar}) \quad (I.23)$$

Exprimons maintenant l'Hamiltonien H_1 :

$$H_1 = E_x \mu_x + E_y \mu_y + E_z \mu_z$$

(Le facteur $\exp \pm i\omega t$ est sous-entendu).

On pose alors :

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_+ &= (\mu_x + i\mu_y)(\vec{e}_1 - i\vec{e}_2) \\ \vec{\mu}_- &= (\mu_x - i\mu_y)(\vec{e}_1 + i\vec{e}_2) \\ \vec{E}_+ &= \frac{1}{2}(E_x + iE_y)(\vec{e}_1 - i\vec{e}_2) \\ \vec{E}_- &= \frac{1}{2}(E_x - iE_y)(\vec{e}_1 + i\vec{e}_2) \end{aligned}$$

L'Hamiltonien de perturbation prend alors la forme :

$$H_1 = E_z \mu_z + \vec{E}_+ \vec{\mu}_- + \vec{E}_- \vec{\mu}_+$$

Pour intégrer l'expression [I.23] on décompose E_z en ses diverses composantes correspondant chacune à une fréquence ν et intègre chaque terme. De plus, l'élément de matrice correspondant à l'axe z est :

$$E_z \langle J, M | \mu_z | J', M' \rangle$$

avec : $J' = J + 1$ ou $J' = J - 1$

On obtient :

$$c_{\nu\pi}(t) = -\frac{i}{\hbar} \langle J, M | \mu_z | J', M' \rangle \int_0^t e^{\frac{i}{\hbar}(E_{J,M} - E_{J',M'})t} E_z \cos 2\pi\nu t \, dt$$

ou encore :

$$C_{v_{\pi}(t)} = \frac{E_z(t)}{2} \langle J, M | \mu_z | J', M \rangle \frac{1 - e^{\frac{i}{\hbar} (E_{J,M} - E_{J',M} - h\nu)t}}{E_{J,M} - E_{J',M} - h\nu}$$

$$|C_{v_{\pi}(t)}|^2 = |E_z|^2 |\langle J, M | \mu_z | J', M \rangle|^2 \frac{\sin^2 \frac{E_{J,M} - E_{J',M} - h\nu}{2\hbar} t}{(E_{J,M} - E_{J',M} - h\nu)^2}$$

La probabilité d'absorption par unité de temps s'obtient en intégrant par rapport à ν et en divisant par le temps ce qui conduit à :

$$P_{\pi} = \frac{|E_z|^2}{4\hbar^2} |\langle J, M | \mu_z | J', M \rangle|^2$$

On obtient de la même façon pour les composants σ_+ et σ_-

$$P_{\sigma_+} = \frac{\vec{E}_- \cdot \vec{E}_+}{4\hbar^2} |\langle J, M | \mu_+ | J', M-1 \rangle|^2$$

$$P_{\sigma_-} = \frac{\vec{E}_- \cdot \vec{E}_+}{4\hbar^2} |\langle J, M | \mu_- | J', M+1 \rangle|^2$$

Dans le cas présent :

$$E_z = 0$$

$$\vec{E}_+ \cdot \vec{E}_- = \frac{1}{2} E_0^2 \sin^2 \theta$$

$$|E_z|^2 = E_0^2 \cos^2 \theta$$

d'où :

$$\left. \begin{aligned} P_{\pi} &= E_0^2 / 4\hbar^2 |\langle J, M | \mu_z | J', M \rangle|^2 \cos^2 \theta \\ P_{\sigma_+} &= E_0^2 / 4\hbar^2 \frac{1}{2} |\langle J, M | \mu_+ | J', M-1 \rangle|^2 \sin^2 \theta \\ P_{\sigma_-} &= E_0^2 / 4\hbar^2 \frac{1}{2} |\langle J, M | \mu_- | J', M+1 \rangle|^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \right\} \quad (I.24)$$

Revenons maintenant à l'équation [I.7] définissant α en fonction des coefficients d'EINSTEIN :

$$c \cdot \alpha_\nu \cdot \rho \cdot d\nu = (N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) \cdot \rho \cdot h \cdot \nu \cdot d\nu$$

Dans le cas B_{nm} et B_{mn} étaient des coefficients pour lesquels on ne tenait pas compte d'une direction de polarisation.

Dans le cas présent on doit définir des coefficients

$$b_{k,nm} \text{ et } b_{k,mn}$$

et des probabilités :

$$b_{k,nm} \cdot \rho_k \text{ et } b_{k,mn} \cdot \rho_k$$

d'absorption et d'émission des ondes présentant une direction de polarisation k : ρ_k est alors la fraction de la densité d'énergie susceptible d'interagir avec la matière, compte tenu de la polarisation des transitions. On a alors :

$$c \cdot \alpha_\nu \cdot \rho = (N_n b_{k,nm} - N_m b_{k,mn}) \rho_k$$

d'où l'on déduit le coefficient d'absorption d'une onde plane de densité d'énergie ρ correspondant à une absorption polarisée :

$$\alpha_\nu = \frac{(h \nu_{nm})^2}{c k T} \times \frac{b_{k,nm} \cdot \rho_k}{\rho} N_n$$

Compte tenu du fait que $\rho = |E_o|^2 / 8\pi$, les coefficients d'absorption correspondant aux diverses composantes s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\nu(\pi)} &= (8\pi^3 \nu^2 / c k T) \cdot N_{J,M} | \langle J, M | \mu_y | J', M \rangle |^2 \cos^2 \theta \\ \alpha_{\nu(\sigma_+)} &= (8\pi^3 \nu^2 / c k T) \frac{1}{2} N_{J,M} | \langle J, M | \mu_+ | J', M-1 \rangle |^2 \sin^2 \theta \\ \alpha_{\nu(\sigma_-)} &= (8\pi^3 \nu^2 / c k T) \frac{1}{2} N_{J,M} | \langle J, M | \mu_- | J', M+1 \rangle |^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \right\} \quad (I.25)$$

Mais les raies étant élargies par les divers phénomènes que nous avons déjà mentionnés, il convient d'en tenir compte pour exprimer la valeur du coefficient d'absorption à la fréquence ν . En désignant par $F(\nu, \nu_0)$ le facteur de forme, et en regroupant les divers termes :

$$\alpha_\nu = (8\pi^3 \nu^2 / c.k.T) \left\{ \sum_M N_{J,M} |\langle J, M | \mu_z | J, M \rangle|^2 \cos^2 \theta F(\nu, \nu_0) + \frac{\sin^2 \theta}{2} \left[\sum_M N_{J,M} |\langle J, M | \mu_+ | J, M-1 \rangle|^2 F(\nu, \nu_{\sigma_+}) + \sum_M N_{J,M} |\langle J, M | \mu_- | J, M+1 \rangle|^2 F(\nu, \nu_{\sigma_-}) \right] \right\} \quad (I.26)$$

Nous avons calculé la valeur des éléments de matrice à partir de règles d'intensité [34] .

- pour les raies N^+ :

composante π :

$$|\langle J, M | \mu_z | J+1, M \rangle|^2 = 4\mu_0^2 \frac{N[(N+1)^2 - M^2]}{(N+1)^2(2N+1)}$$

composante σ_+ :

$$\frac{1}{2} |\langle J, M | \mu_+ | J+1, M-1 \rangle|^2 = \mu_0^2 \frac{N(N+M+1)(N+M+2)}{(N+1)^2(2N+1)}$$

composante σ_- :

$$\frac{1}{2} |\langle J, M | \mu_- | J+1, M+1 \rangle|^2 = \mu_0^2 \frac{N(N-M+1)(N-M+2)}{(N+1)^2(2N+1)}$$

- pour les raies N^- :

composante π :

$$|\langle J, M | \mu_z | J-1, M \rangle|^2 = 4\mu_0^2 \frac{(N+1)(N^2 - M^2)}{N^2(2N+1)}$$

composante σ_+ :

$$\frac{1}{2} |\langle J, M | \mu_+ | J-1, M-1 \rangle|^2 = \mu_0^2 \frac{(N+1)(N-M)(N-M-1)}{N^2(2N+1)}$$

composante σ_- :

$$\frac{1}{2} |\langle J, M | \mu_- | J-1, M+1 \rangle|^2 = \mu_0^2 \frac{(N+1)(N+M)(N+M-1)}{N^2(2N+1)}$$

Enfin, pour condenser l'écriture, on pose :

$$A_{\pi} = \sum_M N_{J,M} |\langle J, M | \mu_z | J, M \rangle|^2 \cdot F(\nu, \nu_{\pi})$$

$$A_{\sigma_+} = \frac{1}{2} \sum_M N_{J,M} |\langle J, M | \mu_+ | J, M-1 \rangle|^2 \cdot F(\nu, \nu_{\sigma_+})$$

$$A_{\sigma_-} = \frac{1}{2} \sum_M N_{J,M} |\langle J, M | \mu_- | J, M+1 \rangle|^2 \cdot F(\nu, \nu_{\sigma_-})$$

Dans le cas où l'onde incidente est polarisée rectilignement on obtient donc :

$$\alpha = \frac{8\pi^3 \nu^2}{c k T} [A_{\pi} \cos^2 \theta + (A_{\sigma_+} + A_{\sigma_-}) \sin^2 \theta] \quad (I.27)$$

- onde plane incohérente

Cette onde incidente peut être représentée par deux vibrations rectilignes orthogonales, mais en incohérence de phase. On peut mener le calcul de perturbation d'une manière analogue au calcul précédent.

La disposition géométrique est celle de la figure I.6.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

avec

$$\vec{E}_1^2 = \vec{E}_2^2 = E_0^2/2$$

$\vec{E}_1$ est porté par l'axe Ox et $\vec{E}_2$ est dans le plan Yoz .

$$|E_x|^2 = \frac{1}{2} \cdot E_0^2 \cdot \cos^2 \theta$$

$$|E_y|^2 = \frac{1}{2} \cdot E_0^2 \cdot \sin^2 \theta$$

$$|E_z|^2 = E_0^2/2$$

L'Hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$H_i = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot \vec{\mu}$$

On décompose comme précédemment les vecteurs en composantes rectilignes et circulaires.

Dans ces conditions on obtient :

$$\alpha = \frac{8\pi^2 \nu^2}{ckT} \frac{1}{2} [A_{\pi} \cos^2 \theta + (A_{\sigma_+} + A_{\sigma_-})(1 + \sin^2 \theta)] \quad (1.28)$$

c) - Problèmes de polarisation

Jusqu'ici nous ne nous sommes pas intéressés aux problèmes de polarisation, c'est-à-dire aux modifications éventuelles que le milieu (anisotrope lorsqu'il est le siège d'un champ magnétique constant) peut introduire dans l'onde électromagnétique transmise. Reprenons l'examen des deux cas précédemment envisagés.

Onde incidente polarisée rectilignement

Comme nous l'avons vu, la probabilité d'absorption dépend de la position du vecteur champ magnétique de l'onde par rapport au champ magnétique constant.

A une fréquence ν donnée, les absorptions dues aux différentes composantes ZEEMAN sont inégales (ceci, à condition que les raies se recouvrent bien entendu).

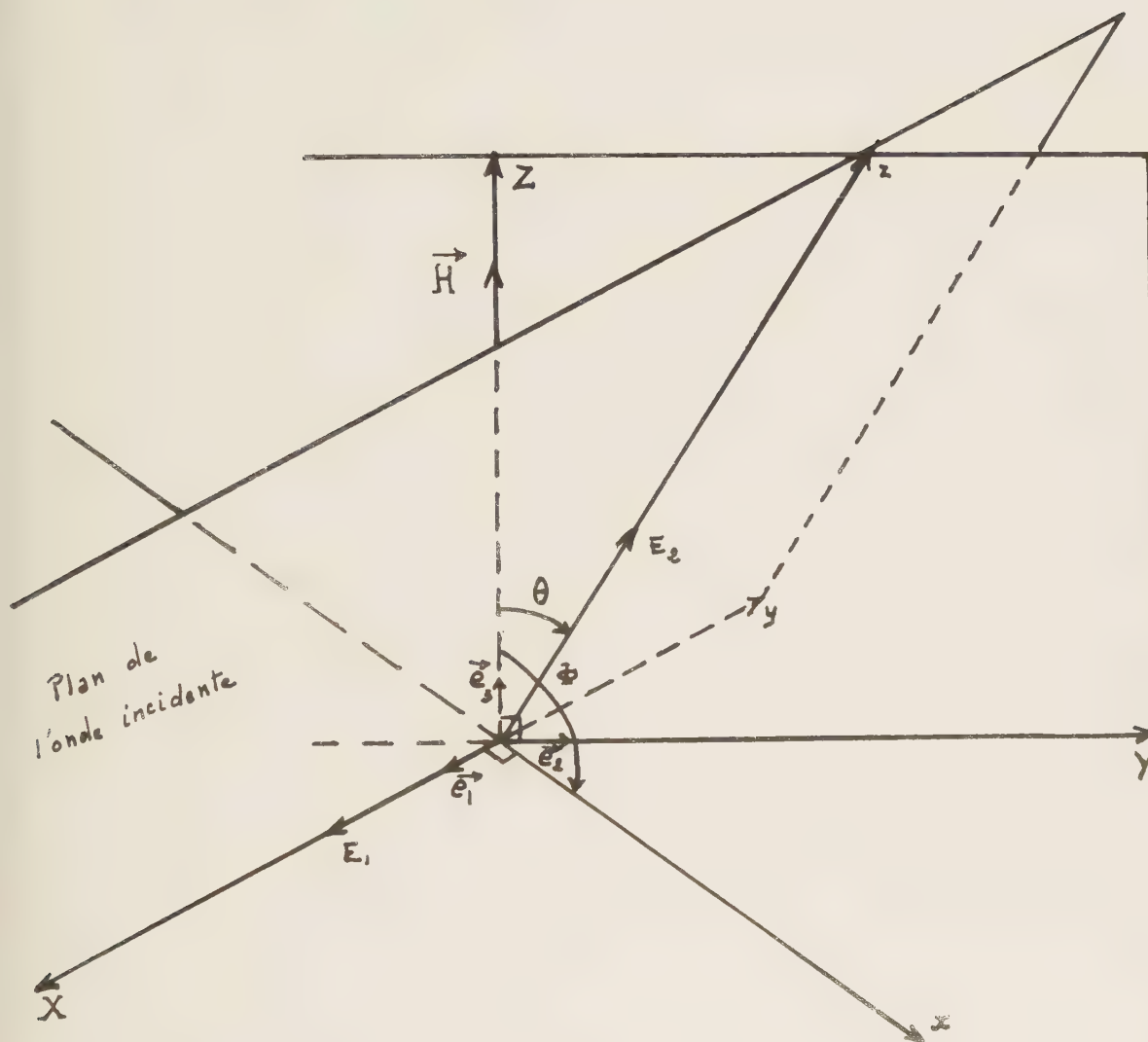
Il s'ensuit que les diverses ondes en lesquelles on décompose, au sens mathématique du terme, le vecteur initial, sont inégalement absorbées. Si l'on recombine ces ondes à la sortie d'une tranche élémentaire du milieu, on ne retrouve pas la polarisation initiale. Il y a eu rotation de cette polarisation.

Onde incidente "incohérente"

Le phénomène est analogue. Mais ici on assiste seulement à une polarisation partielle.

Ce phénomène, qui n'est pas détectable avec un récepteur non polarisé, peut devenir fort gênant si le récepteur est polarisé.

Cette étude de l'effet ZEEMAN a été poursuivie par GAUTIER [35]. En outre, LENOIR a fait également une étude de cet effet, en introduisant un formalisme mathématique plus satisfaisant pour l'esprit [36].



- Figure I.6 -

- Géométrie de l'interaction d'une onde plane

"incohérente" avec une molécule -

I.2. LE SPECTRE HERTZIAN DE L'OXYGENE ATMOSPHERIQUE

Nous allons reprendre les résultats théoriques qui viennent d'être établis pour les appliquer à l'oxygène de l'atmosphère terrestre.

I.2.1. -Largeur de raie

Nous avons défini (au paragraphe I.1.3.a) une demi-largeur de raie spectrale due aux collisions moléculaires.

Divers traitements théoriques ont tenté la détermination de cette largeur de raie $(\Delta\nu)_c$, à partir des forces intermoléculaires [37]. On pourrait en effet penser que le temps entre collision, et par suite $(\Delta\nu)_c$, pourrait être déterminé à partir d'une théorie cinétique classique et la mesure des diamètres de collision. Cependant, jusqu'à présent, aucune de ces théories n'a eu une confirmation expérimentale irréfutable.

$(\Delta\nu)_c$, fonction de la température et de la pression, ne peut être exprimé valablement que par des formules empiriques. Ces dernières sont d'ailleurs loin d'être totalement satisfaisantes, comme le montre le nombre de formules proposées. Si, en effet, on examine les diverses mesures expérimentales ainsi que les prédictions théoriques du rapport $(\Delta\nu)_c/p$ pour l'oxygène pur on trouve bien que :

$$\frac{(\Delta\nu)_c}{p} \propto T^{-n}$$

avec un coefficient de proportionnalité relativement bien constant. Cependant n varie de 0,5 à 1 suivant les auteurs. TINKHAM a fait la critique de ces mesures [38, 39]. Toutefois, il n'a pas expliqué certaines divergences. Lui même propose $n = 0,75$ tandis que HILL et GORDY [6], toutes corrections faites, avaient trouvé $n = 0,85$ et BERINGER et CASTLE $n = 0,87$. ARTMAN et GORDON [7] par un calcul théorique déjà assez élaboré, avaient prédit $n = 0,627$.

Si maintenant on s'intéresse au cas de l'oxygène atmosphérique, la question se complique par suite de l'apparition des collisions $N_2 - O_2$ dont le rôle n'est pas moins important que celui des collisions $O_2 - O_2$.

MEEKS [46, 47] préconise alors la formule suivante :

$$(\Delta\nu)_{c_{(CH_2)}} = 1,95 \cdot 10^{-3} \cdot p \cdot (0,21 + 0,78\beta) \left(\frac{300}{T}\right)^{0,85} \quad (I.29)$$

où p est la pression en mm Hg
 T , la température absolue.

Pour l'oxygène pur $(0,21 + 0,78\beta) = 1$. Pour l'atmosphère terrestre, on choisit pour β une valeur comprise entre 0,25 et 0,75.

Remarquons que MEEKS adopte pour T^{-n} la valeur $n = 0,85$ de HILL et GORDY et non celle plus récente de TINKHAM.

De leur côté TOLBERT et al. [8, 42, 43] ont proposé une expression assez différente de la largeur de raie, soit :

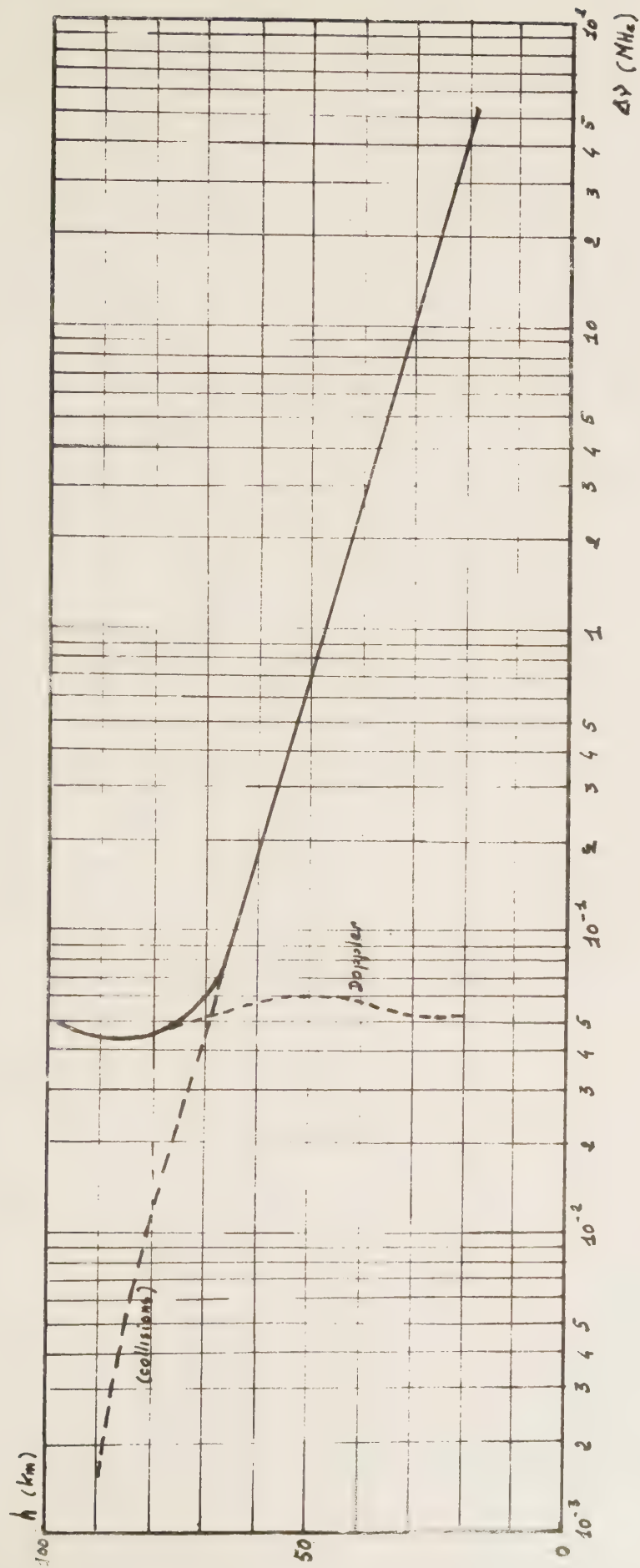
$$(\Delta\nu)_{c_{CH_2}} = 1,9 \cdot 10^{-3} \cdot p \cdot \left(\frac{760}{760 + p}\right) \left(\frac{290}{T}\right)^{0,9} \quad (I.30)$$

Nous avons finalement utilisé la formule préconisée par MEEKS. Les récents travaux de BARRETT et LENOIR [44, 45] semblent prouver que nous n'avons pas eu tort.

En ce qui concerne la largeur de raie de type DOPPLER on utilise la formule classique :

$$(\Delta\nu)_D = \frac{v_{rm}}{c} \left(\frac{2kT}{m} \log_e 2 \right)^{0,5} \quad (I.31)$$

Ces formules appliquées à l'atmosphère terrestre conduisent à la figure I.7.



- Figure I.7 -

- Variation de la demi-largeur de raie $\Delta\nu$ en fonction de l'altitude -

1.2.2. - Influence du champ magnétique terrestre

Le coefficient d'absorption linéique avec effet ZEEMAN est donné par la formule [1.28]. Si on désigne par Φ l'angle du champ magnétique avec la direction de propagation :

$$\alpha_v = \frac{K}{2} \left[A_\pi \sin^2 \Phi + (A_{\sigma_+} + A_{\sigma_-}) (1 + \cos^2 \Phi) \right] \quad (1.32)$$

on peut considérer l'intensité et la direction du champ terrestre comme approximativement constantes avec l'altitude dans le domaine qui nous intéresse (h inférieur à 100 km).

a) - h supérieur à 70 km.

La largeur de raie relative à chaque composante est faible devant l'écart de fréquence entre lesdites composantes.

On peut penser que chaque composante est bien séparée des autres (au moins pour les raies dont l'ordre n'est pas trop élevé). Alors dans le cas d'une composante π on aura :

$$\alpha_v = \frac{K}{2} N_{J,M} \left| \langle J, M | \mu_z | J', M \rangle \right|^2 F_{(v, v_\pi)} \sin^2 \Phi \quad (1.33)$$

Dans le cas d'une composante σ_+ :

$$\alpha_v = \frac{K}{2} N_{J,M} \left| \langle J, M | \mu_+ | J', M-1 \rangle \right|^2 F_{(v, v_{\sigma_+})} (1 + \cos^2 \Phi) \quad (1.34)$$

Dans le cas d'une composante σ_- :

$$\alpha_v = \frac{K}{2} N_{J,M} \left| \langle J, M | \mu_- | J', M+1 \rangle \right|^2 F_{(v, v_{\sigma_-})} (1 + \cos^2 \Phi) \quad (1.35)$$

Ainsi donc, suivant l'angle Φ , on aura pour la fréquence correspondant à une composante π :

$$0 < \alpha_v < \frac{K}{2} N_{J,M} \left| \langle J, M | \mu_z | J', M \rangle \right|^2 F_{(v, v_\pi)}$$

Pour la fréquence correspondant à une composante σ_+ :

$$\frac{K}{2} N_{J,M} \left| \langle J, M | \mu_+ | J', M-1 \rangle \right|^2 F_{(v, v_{\sigma_+})} < \alpha_v < K N_{J,M} \left| \langle J, M | \mu_+ | J', M-1 \rangle \right|^2 F_{(v, v_{\sigma_+})}$$

.../

Pour la fréquence correspondant à une composante σ_- :

$$\frac{K}{2} N_{J,M} | \langle J, M | \mu_- | J, M+1 \rangle |^2 F_{(v, \nu_{\sigma_-})} < \alpha_v < K N_{J,M} | \langle J, M | \mu_- | J, M+1 \rangle |^2 F_{(v, \nu_{\sigma_-})}$$

b) - h inférieur à 38 km

Dans ce cas toutes les composantes se recouvrent. Toutes les études faites en supposant le champ magnétique nul sont alors valables.

c) - entre 38 km < h < 70 km

Ce cas est plus compliqué, car à une fréquence donnée, le coefficient d'absorption est le résultat de la contribution de plusieurs composantes.

Une illustration de ces résultats est donnée par le diagramme de la figure I.8, donnant la variation du coefficient d'absorption à la fréquence de résonance de la raie 1^+ , en fonction de l'altitude. On voit aisément sur ce diagramme la marge d'incertitude que l'on peut avoir sur la valeur du coefficient d'absorption à partir de 38 km si l'on ignore la valeur de l'angle ϕ .

Cependant, cet effet peut être utilisé soit pour mesurer le champ magnétique terrestre [46], soit pour mesurer la température de l'atmosphère vers 80 km d'altitude [36].

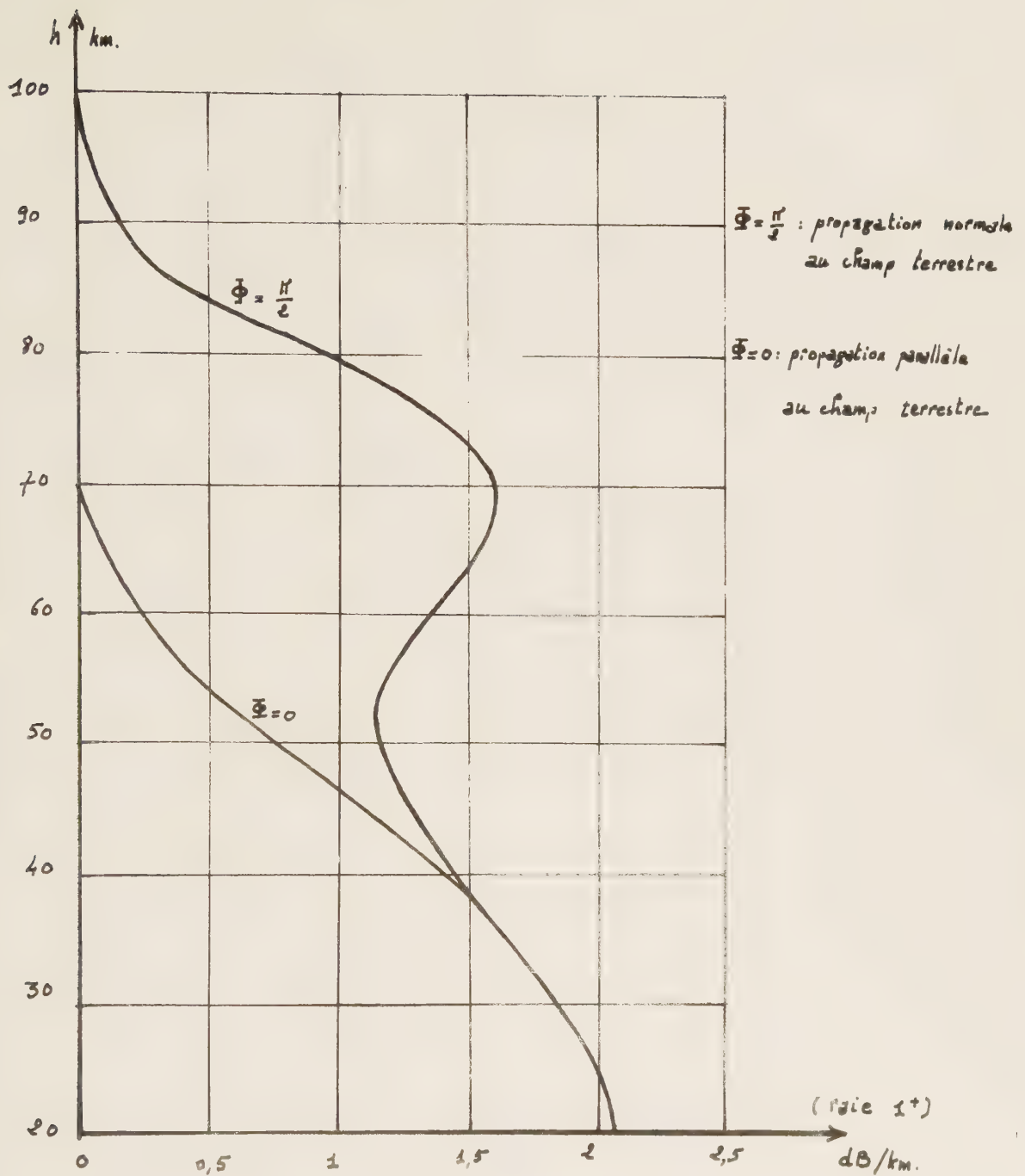


Figure I.8

Coefficient d'absorption linéique en fonction de l'altitude
en tenant compte de l'effet Zeeman

CHAPITRE SECOND

II. PRINCIPE DE LA MESURE

Le principe de la mesure de la température de la stratosphère et de la basse mésosphère est avant tout basé sur le transfert de rayonnement. Nous allons donc en premier lieu établir l'équation de transfert et voir sous quelle forme il faut l'interpréter pour aboutir à la mesure cherchée.

II.1. L'EQUATION DE TRANSFERT

La grandeur habituellement utilisée pour décrire un rayonnement électromagnétique est l'intensité spécifique de rayonnement I_ν . Son unité, dans le système Giorgi est le Watt par m^2 et par Hz : c'est une densité spectrale de flux de puissance par unité d'angle solide. En outre, on utilise couramment la notion de température de brillance T_b , définie par l'intermédiaire de la formule de PLANCK exprimant la densité spectrale du rayonnement d'un corps noir :

$$I_\nu = 2 \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_b}} - 1} \quad (II.1)$$

k est la constante de BOLTZMANN

h est la constante de PLANCK

c est la vitesse de la lumière dans le milieu

Cette température n'est la température du milieu que dans le cas de l'équilibre thermodynamique.

Dans le cas des ondes hertziennes où $h\nu \ll kT_b$, la formule de RAYLEIGH-JEANS est préférée à celle de PLANCK :

$$I_\nu = 2k \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 T_b \quad (II.2)$$

Ces quelques définitions étant posées, il est alors possible d'établir l'équation de transfert du rayonnement.

II.I.I. Formulation de l'équation de transfert

Nous avons déjà vu au paragraphe I.I.2. comment la loi de LAMBERT permettait de définir le coefficient d'absorption.

On a vu par la suite comment le calcul du coefficient d'EINSTEIN B_{nm} permettait de déterminer le coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite α'_{nm} (voir formule I.II). On calcule alors B_{nm} par la méthode des perturbations. (Un exemple a été donné au paragraphe I.I.4 b).

Pour établir l'équation de transfert, il faut maintenant tenir compte de l'émission spontanée.

a) Etablissement de l'équation

On reprend alors le calcul de la façon suivante ; on a vu que : (formule I.6).

$$k_{nm} = \frac{h \nu_{nm}}{c} \left[(N_n B_{nm} - N_m B_{mn}) - N_m \frac{A_{mn}}{\rho_{\nu_{nm}}} \right] \quad (\text{II.3})$$

sachant que :

$$g_n B_{mn} = g_m B_{nm} \quad \left. \vphantom{\frac{8\pi\nu^2}{c^3} h \nu_{nm} B_{mn}} \right\} \quad (\text{II.4})$$

et que :

$$A_{mn} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h \nu_{nm} B_{mn}$$

On suppose donc que les collisions n'introduisent pas de transitions et qu'ainsi le terme A_{mn} épuise toutes les possibilités d'émission de photons en l'absence de rayonnement externe.

On a :

$$k_{nm} = \frac{h \nu_{nm}}{c} N_n B_{nm} \left(1 - \frac{N_m B_{mn}}{N_n B_{nm}} - \frac{N_m B_{mn}}{N_n B_{nm}} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h \nu_{nm}}{\rho_{\nu_{nm}}} \right) \quad (\text{II.5})$$

Avec l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local :

$$k_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{c} N_n B_{mn} \left(1 - \varrho \frac{h\nu_{nm}}{kT} - \frac{1}{\rho_{\nu_{nm}}} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu_{nm} \varrho \frac{h\nu_{nm}}{kT} \right) \quad (\text{II.6})$$

$$k_{nm} = \frac{(h\nu_{nm})^2}{ckT} N_n B_{mn} \left(1 - \frac{1}{\rho_{\nu_{nm}}} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \right) \quad (\text{II.7})$$

(en supposant $kT \gg h\nu_{nm}$)

Si maintenant, on admet que le spectre de la source est décrit par la loi de PLANCK

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT_s \quad (\text{II.8})$$

T_s : température de brillance de la source

$$k_{nm} = \frac{(h\nu)^2}{ckT} N_n B_{mn} \left(1 - \frac{T}{T_s} \right) \quad (\text{II.9})$$

Remarquons que pour $T = T_s$, c'est-à-dire à l'équilibre thermodynamique, on a bien comme prévu, $k_{nm} = 0$.

Comme précédemment, on peut repasser à $k_{nm}(\nu)$ en introduisant le facteur de forme :

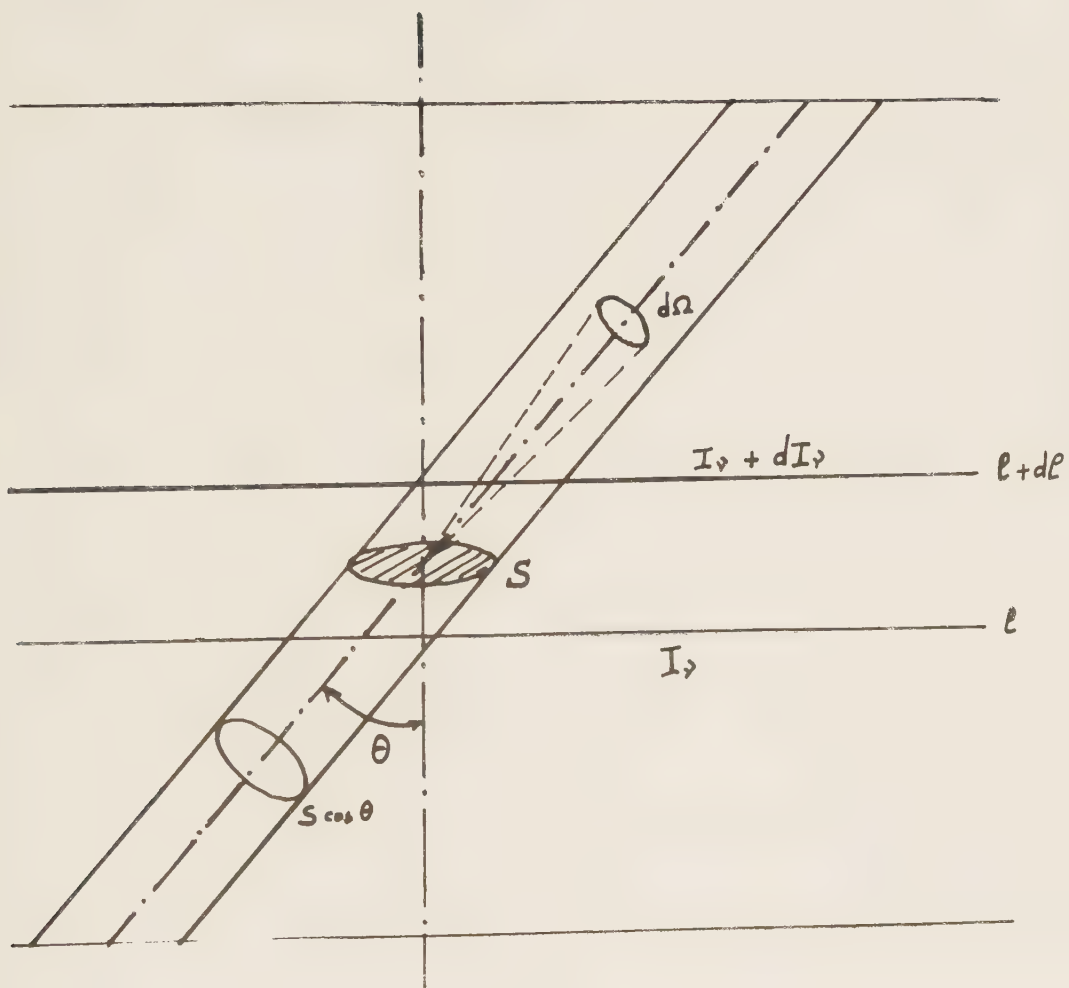
$$k_{nm}(\nu) = \frac{(h\nu)^2}{ckT} N_n B_{mn} \left(1 - \frac{T}{T_s} \right) \cdot F(\nu, \nu_{nm}) \quad (\text{II.10})$$

Nous avons vu que, par définition : (formule I.2)

$$dI_\nu \cdot d\nu \cdot d\Omega = -k_{nm}(\nu) I_\nu \frac{d\rho}{\cos\theta} d\Omega \cdot d\nu \quad (\text{figure II.1})$$

REMARQUE :

$\cos \theta$ est introduit ici pour faire apparaître la possibilité d'un choix d'axe différent de celui de la propagation.



- Figure II-1 -

- Géométrie du transfert de rayonnement -

Cette expression permet de prévoir les résultats de l'observation d'une source radioélectrique de fréquence ν à travers un gaz susceptible d'absorber et d'émettre (par les trois processus définis par EINSTEIN) des photons à cette fréquence ν .

Le récepteur détecte $T_s + dT_s$.

On doit supposer que l'angle d'ouverture du récepteur est inférieur ou égal au diamètre apparent de la source.

$$dT_s = -k_{nm}(\nu) \cdot T_s \cdot \frac{dl}{\cos \theta} \quad (\text{II.11})$$

et en remplaçant $k_{nm}(\nu)$ par son expression :

$$dT_s = - \frac{(h\nu)^2}{ckT} N_n B_{nn} (T_s - T) \cdot F_{(\nu, \nu_{nm})} \frac{dl}{\cos \theta} \quad (\text{II.12})$$

soit finalement :

$$\frac{dT_s}{dl} = \frac{\alpha_{nm}(\nu)}{\cos \theta} (T - T_s) \quad (\text{II.13})$$

(α_{nm} ayant la même signification que dans le chapitre précédent).

L'intégrale générale de cette équation est :

$$T_a = T_s \cdot e^{-\tau_0} + \int_0^{\tau_0} T(l) \cdot e^{-\tau(l)} \cdot \frac{\alpha_\nu(l)}{\cos \theta} \cdot dl \quad (\text{II.14})$$

avec :

T_a : température détectée par l'antenne du récepteur,

s : distance de la source au récepteur, origine des coordonnées,

$$\tau_0 = \int_0^s \frac{\alpha_\nu(l)}{\cos \theta} \cdot dl \quad \text{et} \quad \tau(l) = \int_0^l \frac{\alpha_\nu(l')}{\cos \theta} \cdot dl'$$

Cette formule permet de prévoir les résultats de l'observation d'une source de température connue en se donnant un modèle

d'atmosphère et en calculant α_v en fonction de ℓ .

Dans le cas qui nous intéresse, on suppose qu'il n'y a pas de source. Dans ce cas l'équation de transfert s'écrit :

$$T_a = \int_0^\infty T(\ell) \cdot e^{-T(\ell)} \cdot \frac{\alpha_v(\ell)}{\cos \theta} d\ell \quad (\text{II.I5})$$

b) Interprétation physique

Un élément d'épaisseur $d\ell$ situé en ℓ émet une quantité d'énergie telle que :

$$dT = T(\ell) \frac{\alpha_v(\ell)}{\cos \theta} d\ell \quad (\text{II.I6})$$

(ce qui pourrait d'ailleurs être obtenu directement à partir de la loi de Kirchhoff [47] .

Cette émission est en partie absorbée par les couches d'atmosphère située entre cet élément émissif et le lieu de mesure et cette absorption est :

$$A = e^{-\int_0^\ell \frac{\alpha_v(\ell')}{\cos \theta} d\ell'}$$

La contribution de l'élément $d\ell$ à l'énergie totale mesurée est donc :

$$dT_a = T(\ell) \frac{\alpha_v(\ell)}{\cos \theta} e^{-\int_0^\ell \frac{\alpha_v(\ell')}{\cos \theta} d\ell'} d\ell \quad (\text{II.I7})$$

L'énergie totale reçue, ou son équivalent en température s'obtient en intégrant dT_a entre le lieu de mesure et l'infini.

II.I.2. Le facteur de pondération

On désigne sous le nom de "facteur de pondération" le coefficient $f(\ell)$ tel que :

$$f_v(\ell) = \alpha_v(\ell) \cdot e^{-\int_0^\ell \frac{\alpha_v(\ell')}{\cos \theta} d\ell'} \quad (\text{II.I8})$$

On suppose à partir d'ici que $\cos \theta = 1$. Sauf pour justifier plus loin cette simplification (II.2.2.).

Récrivons le coefficient d'absorption linéique sous une forme plus maniable.

$$\alpha_{\nu}(\nu) = C_N \frac{\nu^{-\frac{E_N}{kT}}}{T^{2.0}} \frac{1}{1 + \frac{(\nu - \nu_0)^2 T^{1.7}}{K^2 p^2}} \quad (\text{II.19})$$

$$C_N = 1/K C_1 \nu^2 \mu^2 10^3$$

avec $C_1 = 0,61576$ pour que α soit exprimé en Naper/km.

Rappelons brièvement les notations :

μ^2 est le carré de l'élément de matrice du moment dipolaire de la raie considérée ;

N indice indiquant le n° de la raie considérée ;

K est le coefficient intervenant dans le calcul de la largeur de raie $\Delta\nu$.

$$\Delta\nu = K \cdot 10^{-3} \frac{p}{T^{10.85}} \quad (\text{voir paragraphe I.2.1})$$

$K = 1,969 \cdot 10^2$ pour que $\Delta\nu$ soit exprimé en GHz (unité convenable à utiliser pour l'emploi des formules ci-dessus) ;

p est la pression en mm Hg ;

$(\nu - \nu_0)$ est l'écart de la fréquence de travail à la fréquence de résonance de la raie considérée (exprimé en MHz.) ;

k constante de BOLTZMANN ;

E_N énergie de rotation de la molécule

$$E_N / kT = 2,56844 N(N+1) T$$

Convertissons la pression en altitude en utilisant la loi exponentielle habituelle :

$$p = p_0 e^{-h/H} \quad (II.20)$$

H est l'échelle de hauteur : $H = \frac{RT}{gM}$

R est la constante des gaz parfaits ;

M est la masse moléculaire moyenne ;

g est l'accélération de la pesanteur.

On peut alors récrire le coefficient d'absorption linéique sous la forme :

$$\alpha_v(h) = C_N \frac{e^{-\frac{E_v}{kT}}}{T^{2.5}} \frac{e^{-\frac{2h}{H}}}{e^{-\frac{2h}{H}} + \frac{(v-v_0)^2 T^{1.7}}{p_0^2 K^2}} \quad (II.21)$$

Le facteur de pondération prend alors la forme :

$$f_v(h) = \alpha_v(h) \cdot e^{\int_h^{h_0} \alpha'_v(h') dh'} \quad (II.22)$$

La contribution d'une couche d'épaisseur Δh à la température de brillance est alors :

$$\Delta I_a = T(h) \cdot f_v(h) \cdot \Delta h \quad (II.23)$$

On voit que le facteur $f_v(h)$ reflète la contribution de la couche située à l'altitude h et d'épaisseur Δh à la température de brillance mesurée. Il faut donc examiner les variations de ce facteur en fonction de l'altitude.

Nous allons maintenant considérer que le récepteur est situé dans une région de basse pression et capte le rayonnement issu de couches à pression plus élevée.

C'est le cas d'un radiomètre situé en altitude et dont l'aérien serait dirigé vers la terre.

La première approximation effectuée pour cette étude consiste à considérer que l'influence des variations de pression est prépondérante devant celle des variations de température. (une deuxième approximation est effectuée au paragraphe II.3.1).

On utilisera les notations abrégées suivantes :

$$\beta = \frac{2}{H} \quad \text{et} \quad X = \frac{(v-v_0)^2 T^{1.7}}{p_0^2 K^2}$$

$$C = C_N \frac{e^{-E_N/kT}}{T^{2.5}}$$

Le coefficient d'absorption s'écrit :

$$X = C \frac{e^{-\beta h}}{e^{-\beta h} + X} \quad (\text{II.24})$$

On commence par calculer l'intégrale :

$$I = C \int_h^{h_0} \alpha_v(h') dh' = C \int_h^{h_0} \frac{e^{-\beta h'}}{e^{-\beta h'} + X} dh' \quad (\text{II.25})$$

C'est-à-dire :

$$I(h) = \frac{C}{\beta} \log \frac{e^{-\beta h} + X}{e^{-\beta h_0} + X} \quad (\text{II.26})$$

...!

On obtient ensuite :

$$I^{-1}_{(h)} = \left(\frac{e^{-\beta h_0} + X}{e^{-\beta h} + X} \right)^{c/\beta}$$

et

$$f(h) = C (e^{-\beta h} + X)^{c/\beta} \frac{e^{-\beta h}}{(e^{-\beta h} + X)^{1+c/\beta}} \quad (\text{II.27})$$

Bien entendu, dans le cas du satellite h_0 tend vers l'infini et :

$$f(h) = C X^{c/\beta} \frac{e^{-\beta h}}{(e^{-\beta h} + X)^{1+c/\beta}} \quad (\text{II.28})$$

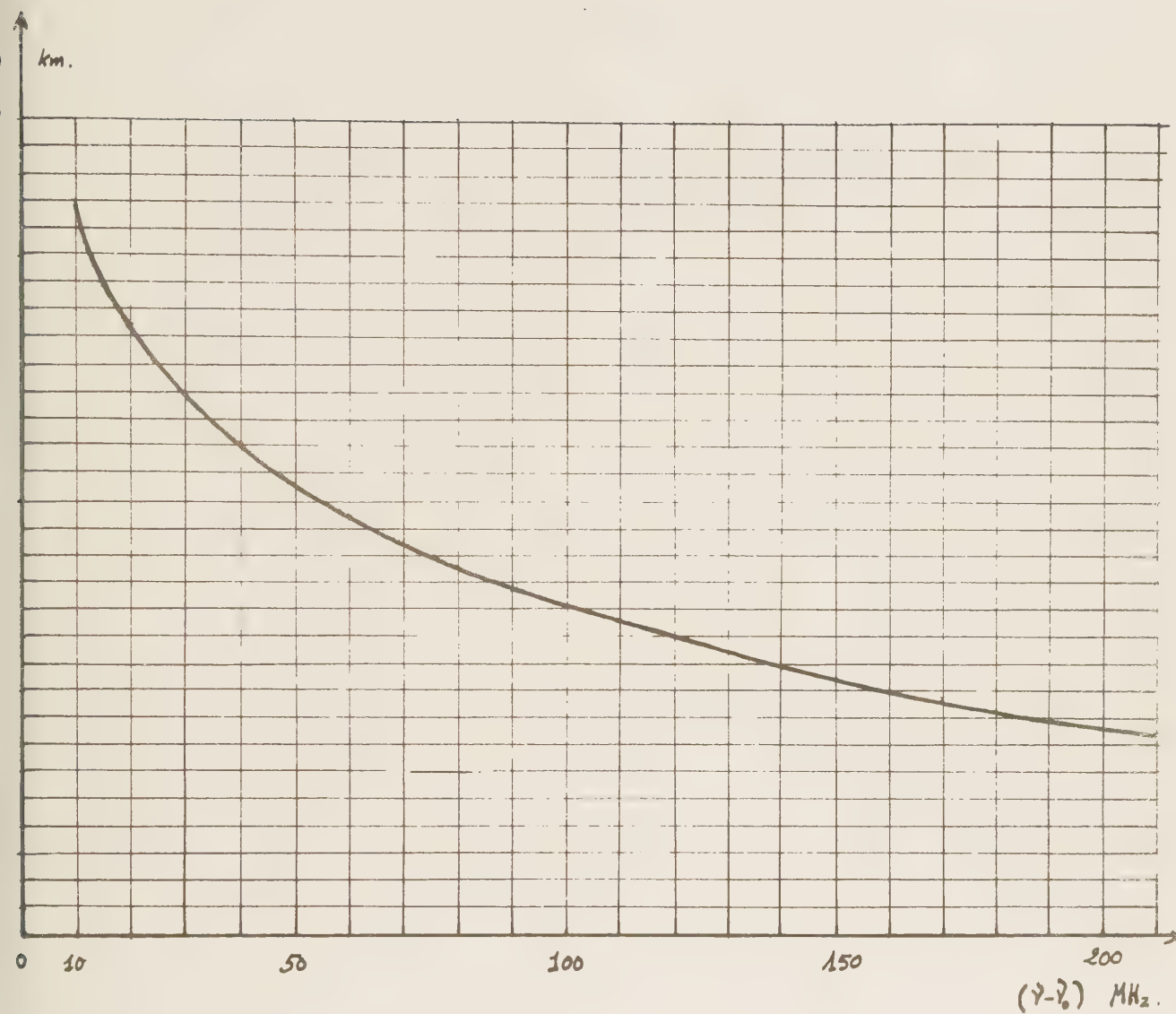
La fonction de pondération représentée par la formule possède la particularité de présenter un maximum. Ce maximum a lieu pour :

$$e^{-\beta h_M} = \frac{\beta}{C} X \quad (\text{II.29})$$

On voit donc que les couches situées à l'altitude h_M contribueront le plus à la température de brillance mesurée.

Ce maximum est fonction de C donc de la raie spectrale considérée. Il est en outre fonction de X , c'est-à-dire de l'écart qui existe entre la fréquence d'observation et la fréquence de résonance.

La courbe représentative de la fonction décrivant les variations de h_M en fonction de $(\nu - \nu_0)$ est tracée sur la figure II.2 en ce qui concerne la raie 7-.



- Figure II.2 -

- Variation du maximum du facteur de pondération en fonction de (γ-γ₀) -

II.2. - LA METHODE DE MESURE

Nous avons vu que le facteur de pondération présentait un maximum pour une altitude particulière.

La non monotonie de ce facteur permet comme on va le montrer le sondage de température à diverses altitudes.

Il est tout d'abord nécessaire de déterminer la raie spectrale la plus judicieuse à utiliser.

II.2.1. Détermination de la raie spectrale à utiliser

L'altitude du maximum de la fonction de pondération est fonction de la constante C.

Rappelons que :

$$C = C_N \frac{e^{-\frac{E_N}{kT}}}{T^{2,15}}$$

Pour une température $T = 220^\circ \text{ K}$, la valeur du coefficient C a été calculée pour diverses raies spectrales et les valeurs figurent dans le tableau ci-dessous :

N° de la raie	7 ⁻	11 ⁻	19 ⁻	21 ⁻	23 ⁻	25 ⁻	29 ⁻
$C(N/k_m)$	$8,42 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-1}$	$7,67 \cdot 10^{-2}$	$4,82 \cdot 10^{-2}$	$2,19 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$

REMARQUE :

Toutes les raies considérées sont "isolées" : toute autre raie est écartée de l'une de celles-ci d'au moins 550 MHz. En effet, lorsque plusieurs raies se recouvrent, il peut intervenir des termes d'interaction compliquant l'interprétation ; en outre la variation du coefficient d'absorption linéique en fonction de la pression, donc de l'altitude, ne peut plus être exprimée comme nous l'avons fait.

On montre aisément à partir de l'expression du facteur de pondération qu'il y a intérêt à avoir une valeur de C élevée. On peut le constater sur l'exemple pratique choisi en comparant les raies 7^- et 11^- .

Les calculs ont été effectués pour deux valeurs différentes de $(\bar{\nu} - \nu_0)$ correspondant à des sondages, l'un à haute altitude, l'autre à altitude plus faible. Le récepteur est supposé être situé à 40 km d'altitude.

Les courbes représentatives ont été tracées sur la figure II.3. La raie 7^- conduira donc à une meilleure définition en altitude.

II.2.2. Détermination des fréquences d'observation

On verra plus loin qu'il existe des limitations en altitude à cette méthode de mesure.

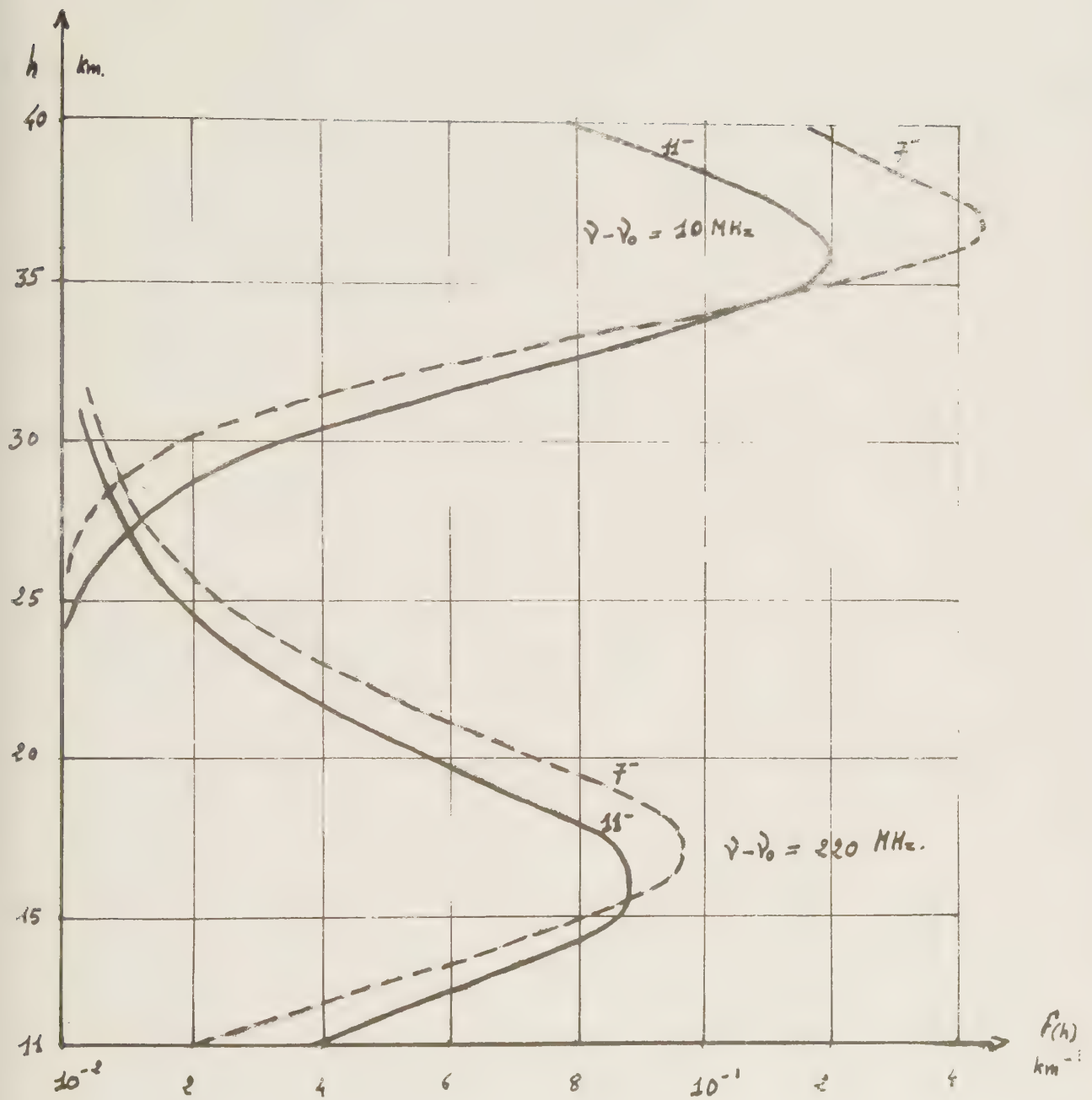
Ces limites sont de l'ordre de 15 km et 40 km.

Il s'agissait donc de déterminer les fréquences d'observation telles que les altitudes moyennes de sondage soient régulièrement réparties. Nous nous sommes fixé à priori 9 fréquences d'observation, nombre compatible avec les possibilités de réalisation technique.

La courbe de la figure II.2., nous conduit au choix suivant :

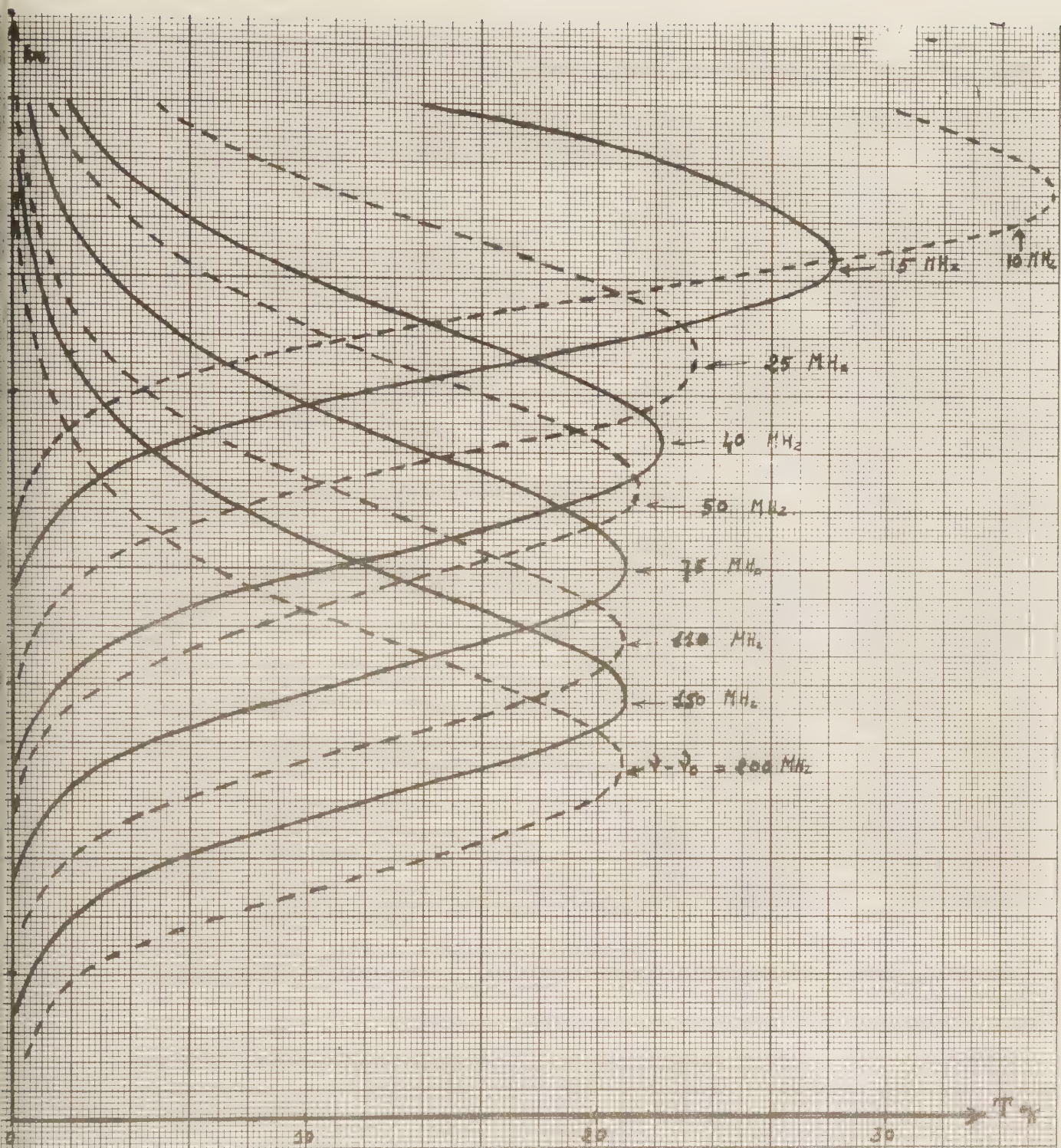
$h_{01} \text{ (km)}$	37	34,2	31,5	28,4	26,7	24,1	21,6	19,5	17,8
$(\bar{\nu} - \nu_0) \text{ (MHz)}$	10	15	25	40	50	75	110	150	200

Les courbes représentatives du facteur de pondération multiplié par une température constante de 220°K correspondant à ces diverses fréquences d'observation sont tracées sur la figure II.4.



- Figure II.3 -

- Facteur de pondération en fonction de l'altitude pour
les raies f^- et 11^- -



- Figure II 4 -

- Filtres d'espace relatif aux fréquences
d'observation -

II.2.3. Température réelle et température moyenne

De par son principe, il est évident que la mesure permet la détermination de la température moyenne d'une certaine épaisseur atmosphérique et non pas d'une couche infiniment fine.

En effet, il provient autant d'énergie d'une couche de ± 3 km autour de l'altitude correspondant au maximum que du reste de l'atmosphère. Il pourrait donc sembler illusoire d'accéder à une meilleure définition en altitude.

Cependant, on ne dispose pas d'une mesure isolée mais d'un nombre N de mesures correspondant à des fonctions de pondération différentes (décalées en altitude).

Une méthode, mise au point par Lenoir [67] consiste à exprimer $T(h)$ par un polynome de degré N.

$$T(h) = f_0(h) + \sum_{k=1}^N a_k f_k$$

où les fonctions f_k sont choisies à priori et les a_k déterminés à partir des températures de brillance relevées $T_m(h)$

On a alors deux systèmes chacun de N équations à N inconnues.

$$T_m(h) = \int_0^\infty f_0(h) f_p(h) dh = a_k \int_0^\infty f_k(h) f_p(h) dh$$

Chacun des systèmes, résolu par une méthode classique, doit en principe donner la même détermination de $T(h)$

Un processus d'itération permet de modifier les fonctions de pondération et le modèle atmosphérique de départ.

Dans ces conditions, on admet généralement que la définition en altitude correspond à l'écart entre points de mesure et l'erreur sur les résultats est le double de l'erreur de mesure.

Cependant une telle méthode n'est pas nécessaire lorsque la stratosphère ne présente pas de discontinuités marquées de température et on peut alors se contenter de la première approximation qui consiste à attribuer à l'altitude correspondant au maximum du facteur de pondération, la température mesurée.

Nous avons évalué l'erreur commise en procédant ainsi en utilisant un profil classique de température : le modèle choisi est celui du Handbook of Geophysics [48] .

Nous avons obtenu les résultats ci-dessous :

h_{M} (km)	37	34,2	31,5	28,4	26,7	24,1	21,6	19,5	17
$T_{m-d'0.2}$	252	244	235,5	227	221,5	216	216	216	216
$T_{moyenne}$	251	246	233	228	220,1	218	216	214	215

Les couches représentatives du modèle et de la variation de la température moyenne (de brillance) en fonction de l'altitude ont été tracées sur la figure II.5.

On remarque la quasi concordance des deux courbes. Lorsque les écarts relevés sont inférieurs à l'erreur de mesure l'application d'un calcul mathématique complexe n'aurait alors aucun sens.

Ainsi lorsque les profils de température ne sont pas trop irréguliers, la définition en altitude est celle de 2 km. L'erreur avec laquelle est effectuée la mesure est précisée au chapitre IV.

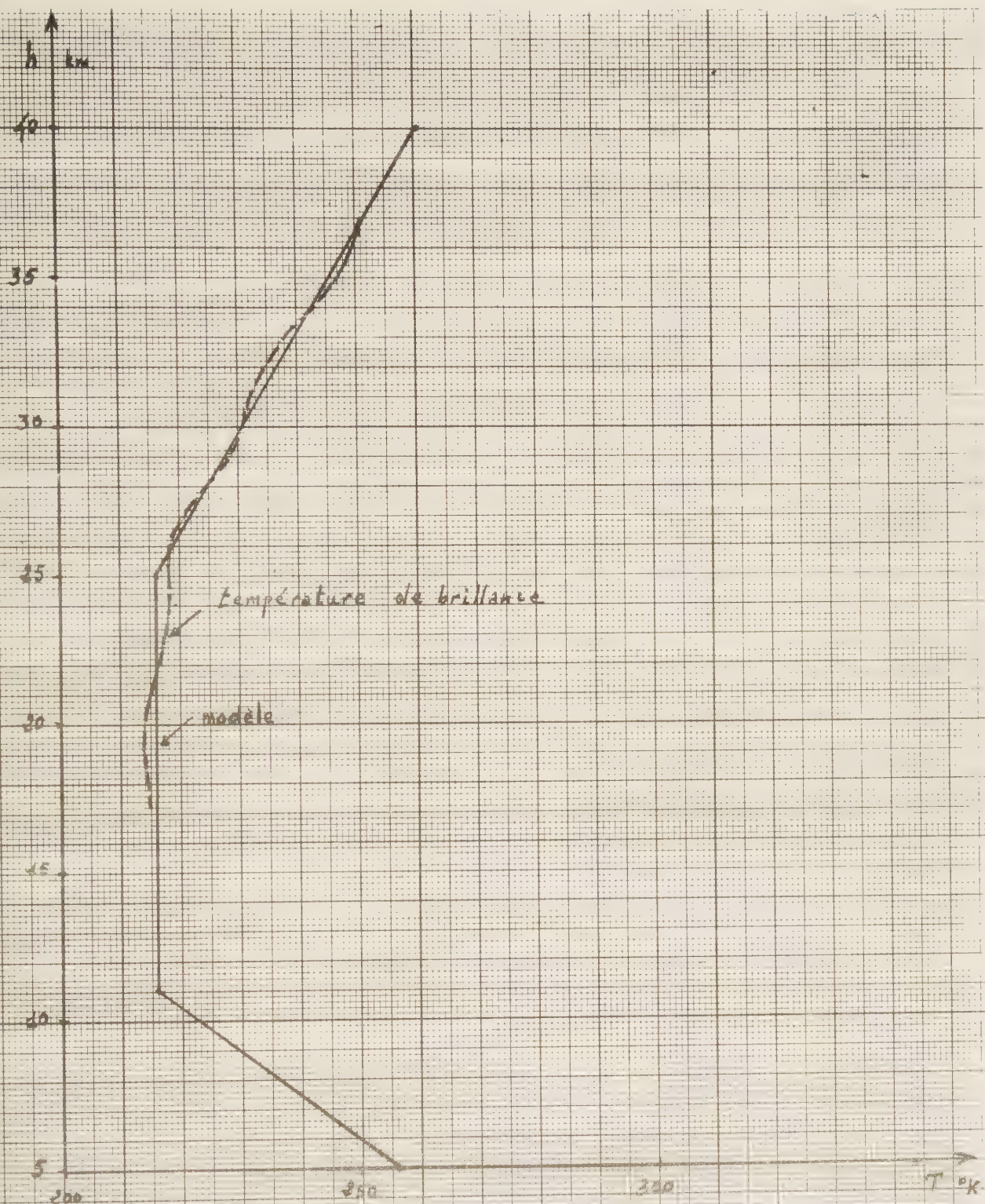


Figure II.5

Erreur commise en attribuant les températures moyennes
mesurées à l'altitude de sondage

II.3. - LES LIMITES DE LA METHODE DE MESURE

Dans ce paragraphe, outre les limites dues à des impossibilités d'application, nous justifierons l'approximation de température constante utilisée jusqu'à présent.

II.3.1. Justification de l'approximation de température constante

Nous avons calculé le coefficient d'absorption linéique en fonction de l'altitude, d'une part, en supposant la température constante (égale à 200°K) et, d'autre part, en prenant le modèle de température déjà utilisé.

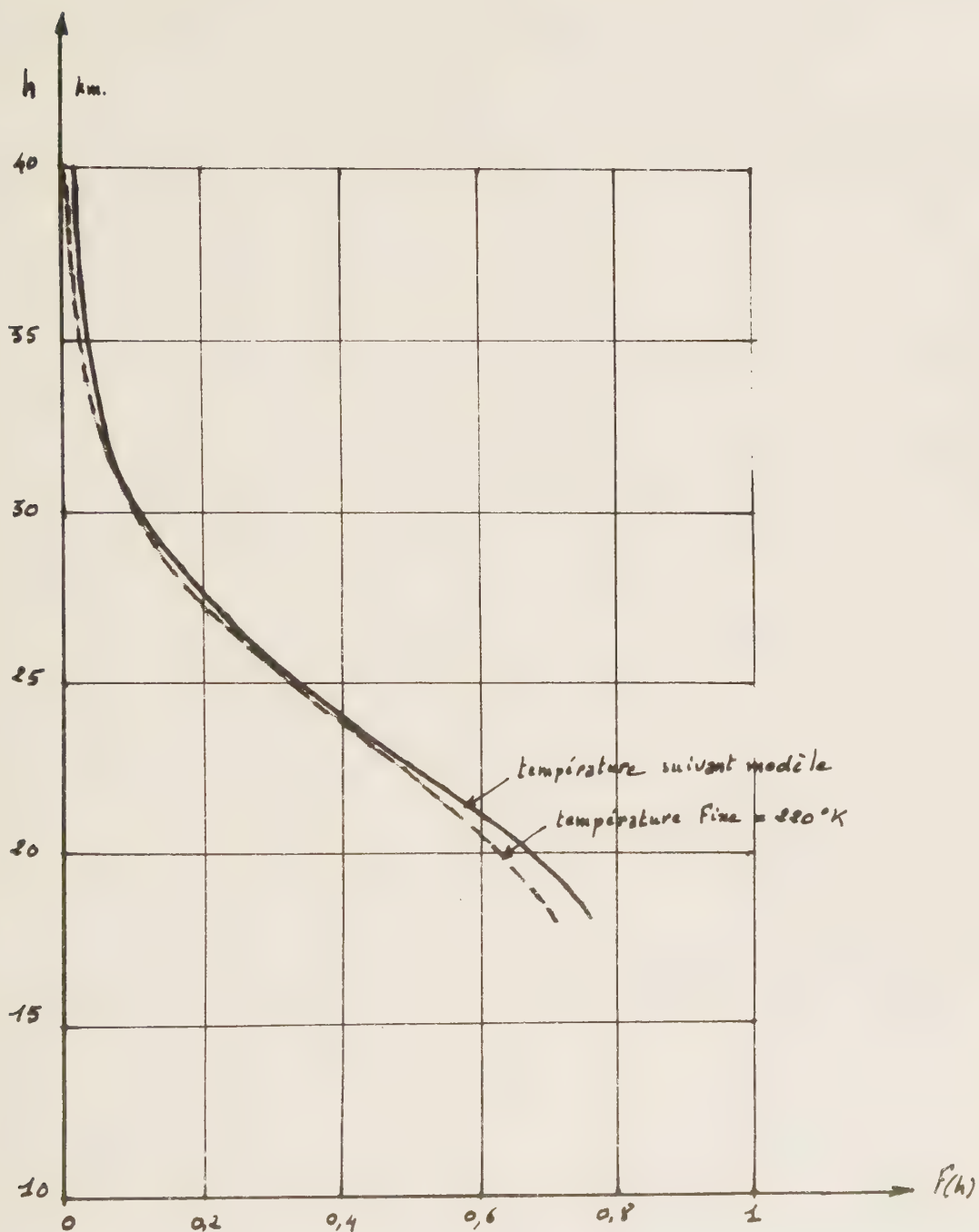
(Dans le cas où T est supposé variable avec l'altitude on a tenu compte du fait que l'échelle de hauteur H dépend de T).

Cette étude a été effectuée sur la raie 7⁻ avec $\nu - \nu_0 = 50 \text{ MHz}$

$h \text{ (km)}$	18	20	22	25	27	29	31
$\alpha(h) T_{\text{constante}}$	$7,12 \cdot 10^{-1}$	$6,28 \cdot 10^{-1}$	$5,15 \cdot 10^{-1}$	$3,23 \cdot 10^{-1}$	$2,12 \cdot 10^{-1}$	$1,29 \cdot 10^{-1}$	$7,38 \cdot 10^{-2}$
$\alpha(h) T_{\text{variable}}$	$7,68 \cdot 10^{-1}$	$6,74 \cdot 10^{-1}$	$5,48 \cdot 10^{-1}$	$3,38 \cdot 10^{-1}$	$2,26 \cdot 10^{-1}$	$1,42 \cdot 10^{-1}$	$7,2 \cdot 10^{-2}$

$h \text{ (km)}$	33	35	37	40
$\alpha(h) T_{\text{constante}}$	$4,16 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	$4,97 \cdot 10^{-3}$
$\alpha(h) T_{\text{variable}}$	$5,69 \cdot 10^{-2}$	$4,09 \cdot 10^{-2}$	$2,33 \cdot 10^{-2}$	$1,18 \cdot 10^{-2}$

Ces résultats sont représentés sur la figure II.6.



- Figure II.6 -

- Variations du coefficient d'absorption linéique
en fonction de l'altitude -

$$(\nu - \nu_0) = 50 \text{ MHz.}$$

On a ensuite calculé ΔT_a , contribution de chaque couche élémentaire à la température de brillance mesurée.

Le coefficient de l'exponentielle figurant dans le facteur de pondération a été déterminé à l'aide d'une intégration sur α obtenue par planimétrie.

On a obtenu :

$h (km)$	18	20	22	23	24	25	26	27	28
$\Delta T_a (\tau_{constant})$	0,91	3,33	8,5	11,7		18,71	21,07	21,4	20,53
$\Delta T_a (\tau_{variable})$	0,72	2,68	7,36	10,6	13,8	17	19,3	20,21	20,75

29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	40
18,78		12,92		8,75		5,26		3,03		1,27
19,61	16,82	13,57	11,25		9,2		7,13		5,02	3,68

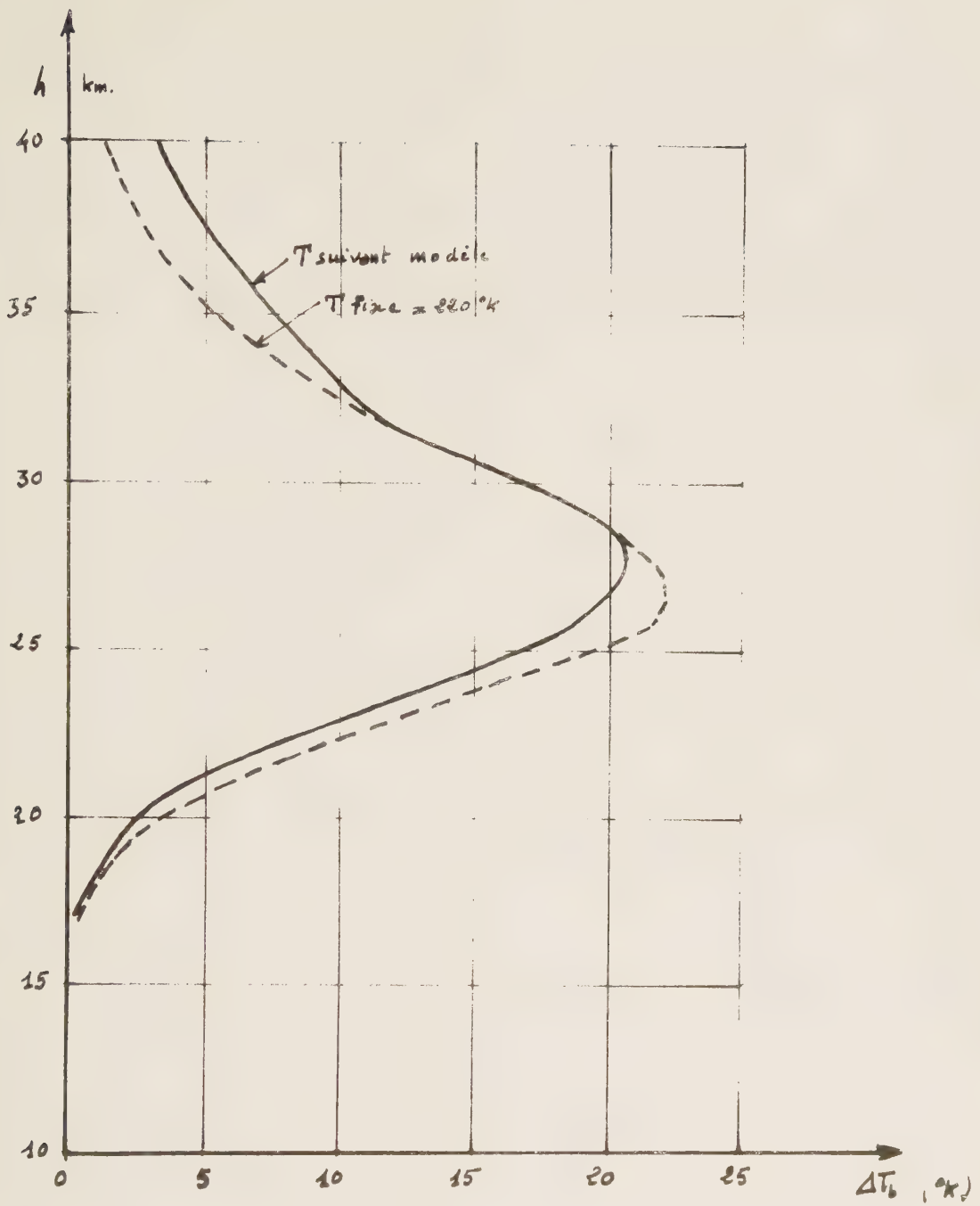
Les résultats sont représentés sur la figure II.7.

On constate de faibles différences entre les deux courbes : l'altitude des couches contribuant le plus à la température de brillance est très légèrement décalée (décalage de l'ordre du kilomètre).

II.3.2. Les limites en altitude

Nous avons montré (I.2.2.) l'influence du champ magnétique terrestre sur le spectre de l'oxygène moléculaire. Nous avons vu qu'il pouvait y avoir levée de dégénérescence, et, par suite, des types particuliers de polarisation.

Dans ces conditions, l'expression du coefficient d'absorption linéique se complique singulièrement. Ce coefficient devient alors fonction des directions relatives du trajet de propagation et du champ magnétique.



- Figure II.7 -

- Influence des variations de température sur la
contribution des différentes couches -
 $(\gamma - \gamma_0) = 50 \text{ MHz}$.

De plus, pour des considérations de sensibilité exposées au paragraphe III.1.4. il est souhaitable d'effectuer une intégration spectrale sur la partie la plus étendue possible du spectre (bande passante large). Or, les calculs ont été effectués en supposant une valeur bien déterminée du coefficient d'absorption. Si le coefficient d'absorption ne peut être considéré comme constant (cas d'une bande passante large), il est nécessaire d'introduire des facteurs correctifs.

Ces deux phénomènes limitent les sondages à une altitude maximale d'environ 40 km.

En outre, toute la partie théorique de ce travail fait état de l'hypothèse d'un spectre de raies. Si la pression est suffisamment élevée, ce spectre de raies devient un spectre de bande et l'interprétation n'est plus aussi aisée. En effet, la détermination théorique du coefficient d'absorption soulève des problèmes complexes et encore mal résolus [49 - 50] .

Aussi, la méthode développée n'est-elle applicable que pour des altitudes supérieures à 13 km.

REMARQUE :

Ces limites en altitude constituent l'argument principal des utilisateurs du spectre infrarouge du bioxyde de carbone [51 - 52]. Cependant la détermination du coefficient d'absorption est exclusivement empirique. De plus, si la concentration de l'oxygène atmosphérique peut être considérée comme constante [53 - 54], il n'en est pas de même en ce qui concerne CO_2 [55 - 56 - 57] .

La précision de mesure qui peut être espérée par l'utilisation du spectre de O_2 est par suite bien supérieure.

II.3.3. Influence de l'angle nadir

Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que le sondage était effectué vers le bas avec un angle nadir nul. Pour des raisons de simplification et de commodité, nous n'avons pas envisagé de dispositif de pointage de l'aérien ; aussi, cet angle peut-il varier.

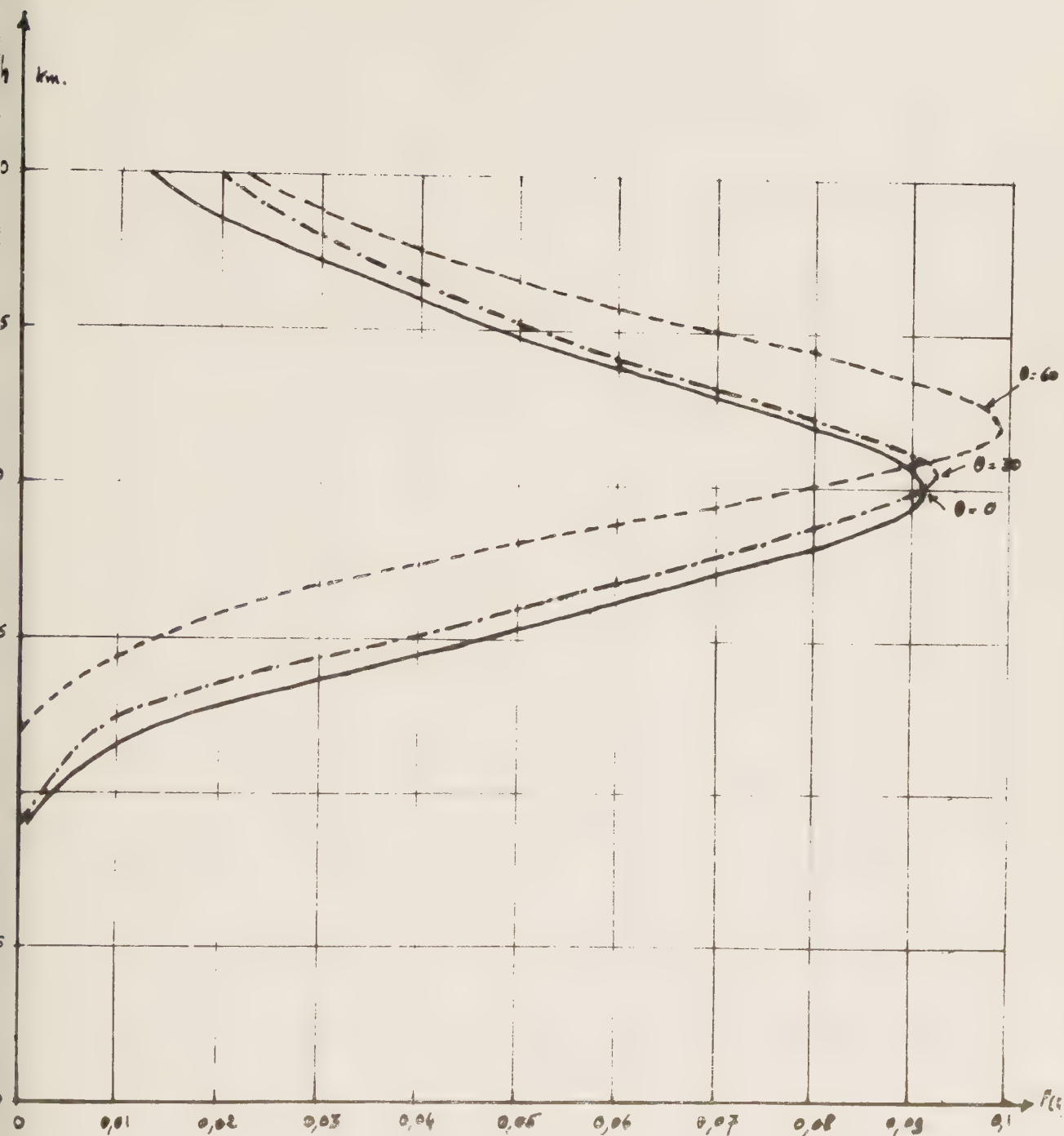
Nous avons donc évalué l'influence de variations éventuelles de l'angle nadir en donnant à θ (formule II.15) successivement les valeurs 30° et 60° .

La figure II.8 indique les résultats obtenus pour un écart de fréquence $\nu - \nu_0$ de 4,44 MHz.

La figure II.9 indique les résultats obtenus pour un écart de fréquence $\nu - \nu_0$ de 156,5 MHz.

On remarque que les variations du facteur de pondération sont très semblables mais l'altitude du maximum se trouve légèrement déplacée (variation de l'ordre de 2 km de 0 à 60°).

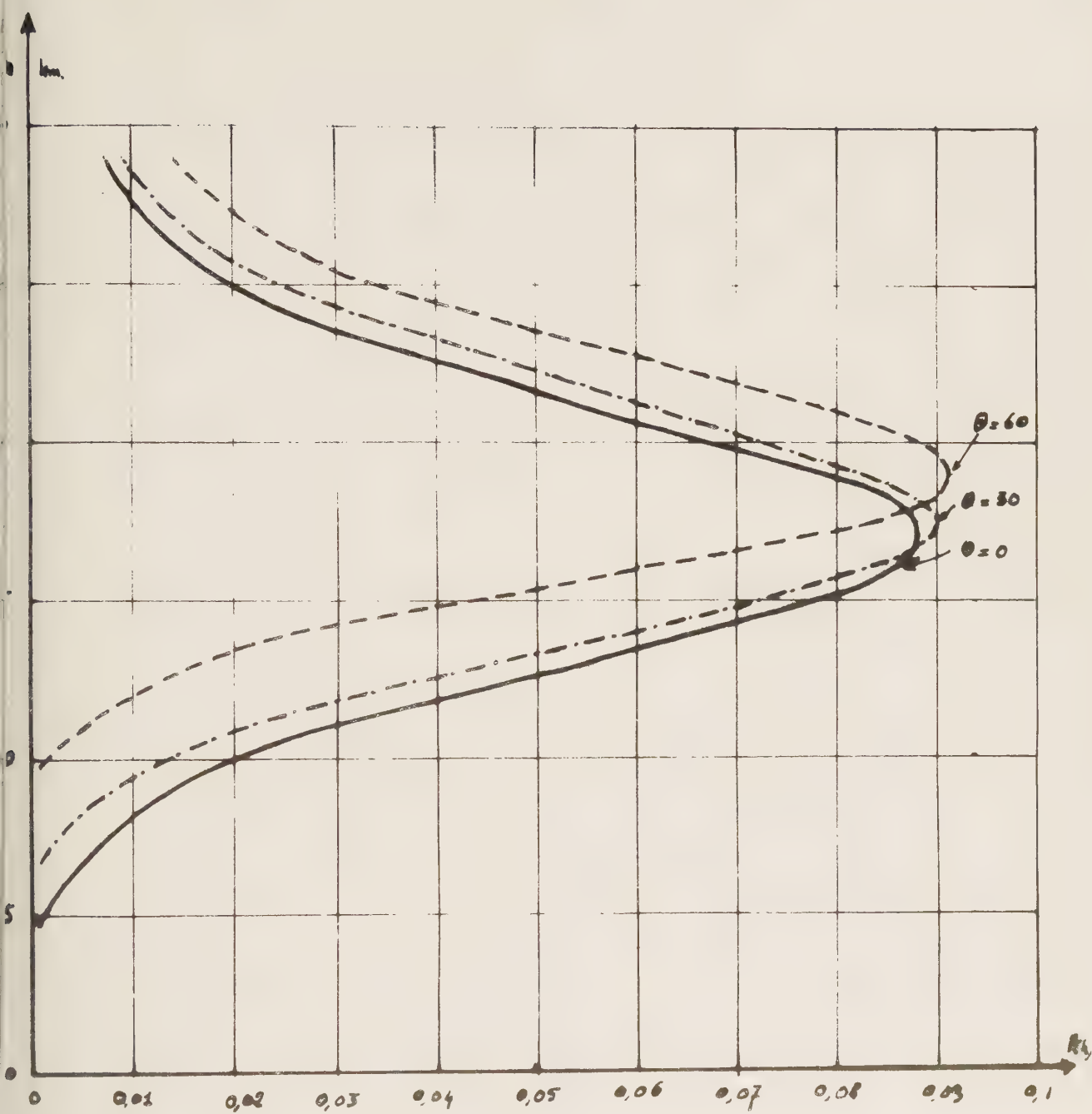
La charge d'un ballon peut être soumise à un mouvement pendulaire mais celui-ci est en général inférieur à 10° . Ce qui n'entraînerait donc pas de perturbation.



- Figure II.8.

- Influence du nadir sur le facteur de pondération

à haute altitude -



- Figure II.9 -

- Influence du nadir sur le facteur de pondération

à faible altitude -

II.3.4. Influence de l'altitude de mesure

Si on se reporte à la formule II.27, on constate que l'altitude de mesure intervient dans la valeur du facteur de pondération, du moins lorsque $2^{-\beta h_0}$ n'est pas infiniment petit devant X. Cela signifie que l'altitude moyenne de sondage est proche de l'altitude du ballon. Cependant, d'après la formule II.29, l'altitude du ballon n'a pas d'incidence sur l'altitude moyenne de sondage.

En restant dans le cadre de la première approximation on peut intégrer la fonction représentée par la formule II.15. Il vient alors :

$$\overline{T_b} = T_0 \int_0^{h_0} C (2^{-\beta h_0} + X)^{c/\beta} \frac{2^{-\beta h}}{(2^{-\beta h} + X)^{1+c/\beta}} dh$$

soit

$$\overline{T_b} = T_0 \left[1 - \left(\frac{2^{-\beta h_0} + X}{1 + X} \right)^{c/\beta} \right]$$

Ce qui représente la température mesurée. Le terme correctif est de l'ordre de 10^{-14} , c'est-à-dire parfaitement négligeable pour une altitude de ballon de 37 km et une altitude de sondage de 34,5 km.

Dans le cas où le ballon est situé à 30 km alors que l'altitude de sondage prévue est de 34,5 km, la valeur du terme correctif est alors de $2 \cdot 10^{-6}$, c'est-à-dire encore parfaitement négligeable devant 1.

Il est donc souhaitable de faire fonctionner le matériel au cours de l'ascension du ballon afin de comparer les mesures effectuées à l'aide du radiomètre aux résultats donnés par un thermomètre utilisé en radiosondage.

CHAPITRE TROISIEME

III. L'APPAREILLAGE DE MESURE

Le radiomètre construit est essentiellement un récepteur superhétérodyne à neuf canaux et à fréquence d'oscillateur local fixe. La construction d'un tel récepteur ne présente pas de difficulté majeure ; cependant quelques problèmes spécifiques dus aux conditions de l'expérience (à partir d'un ballon) ont nécessité un certain nombre de solutions particulières.

Il semble difficile de dissocier les solutions classiques des solutions particulières au cours de cet exposé, aussi est-il préférable de donner une description technique suivie, en précisant l'originalité des solutions apportées le cas échéant.

III.1. - LE RECEPTEUR

III.1.1. Principe de fonctionnement

La caractéristique essentielle des récepteurs de radiométrie consiste dans le fait que les signaux mesurés possèdent un caractère aléatoire. L'évolution de la puissance d'un tel signal s'obtient par une mesure comparative de la température apparente de l'aérien du récepteur à la radiance d'un corps noir porté à une température connue (source de référence). La précision de cette comparaison est d'autant meilleure que température mesurée et température connue sont les plus voisines.

Ainsi la source de référence est portée à une valeur moyenne des températures extrémales à mesurer (en l'occurrence -25°C).

En outre, l'échelle des signaux mesurés est définie par un étalonnage obtenu par une substitution temporaire à l'aérien d'un autre corps noir (source d'étalonnage) porté à une autre température (en l'occurrence 0°C).

En raison de la faible puissance de ces différents signaux (de l'ordre de -120 dBm) ce récepteur doit être très sensible. Malgré la grande sensibilité d'un récepteur superhétérodyne, sa température de bruit propre est bien supérieure aux puissances des signaux à mesurer, aussi utilise-t-on un dispositif de détection synchrone de la commutation de comparaison et associé à une grande constante de temps.

Une telle méthode présente l'avantage de procéder à une élimination partielle des fluctuations de gain des amplificateurs.

Les amplificateurs à moyenne fréquence constituent les divers canaux de mesure et sont au nombre de neuf, commutables trois par trois. Après détection trois amplificateurs à basse fréquence permettent la mesure simultanée à trois altitudes différentes. Ces altitudes ne sont bien définies que dans la mesure où la fréquence de mesure est parfaitement stable. Ceci impose à l'oscillateur local de délivrer la fréquence d'hétérodynage avec une stabilité de l'ordre de 10^{-5} . Cette fréquence correspond à la résonance de la raie 7^- , c'est-à-dire $59,1642$ GHz.

La solution adoptée consiste en l'utilisation d'une source dite "à état solide".

En effet cette solution nouvelle (par rapport à celle utilisant un klystron) permet un accroissement considérable de la durée de vie et de la fiabilité de cet élément.

Enfin un programme préétabli au moyen d'une horloge, d'un compteur électronique et de contacteurs manométriques, permet les modifications de fonctions désirées (commutation des canaux, étalonnage ..etc...).

Tout cet ensemble est maintenu à la pression atmosphérique au moyen d'une enceinte étanche et les éléments sensibles aux fluctuations de température, amplificateurs en particulier, sont maintenus à la température de la glace fondante à la pression atmosphérique normale.

Le schéma général de cet ensemble est représenté figure III.1.

Un souci constant de miniaturisation a été apporté tout au cours de cette réalisation.

III.1.2. Les sources de référence et d'étalonnage

Ces sources doivent se comporter comme des corps noirs aux longueurs d'ondes millimétriques. La réalisation la plus courante de telles sources consiste en un élément de guide comportant un absorbant des ondes de longueurs d'ondes millimétriques. Cependant, l'absorption n'est jamais totale et le coefficient de réflexion de telles charges adaptées n'est jamais nul.

En outre les pertes des guides d'ondes situés entre la charge et le radiomètre entraînent une certaine émission de ces guides. En conséquence, si T est la température à laquelle est portée la charge et T_0 la température ambiante, la température apparente est donnée par :

$$T_{ap} = \frac{(1-R)}{\alpha} T + \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) T_0$$

R est le coefficient de réflexion de la charge < 1

α est le coefficient d'atténuation des guides d'ondes ≥ 1

R et α ont des valeurs telles que T_{ap} est pratiquement égale à la valeur de T (à une fraction de degré près).

Les températures à mesurer étant comprises entre 210 et 280° K, la température de la source de référence a été choisie voisine de 250° K.

Les difficultés présentées pour maintenir cette source à une température fixe sont telles qu'il nous a semblé préférable de la placer dans une enceinte à très faible conduction thermique. Cette enceinte est ouverte au sol et sa fermeture automatique a lieu lorsque sa température est de l'ordre de -25° C. La fermeture est provoquée par un thermostat établissant une surintensité dans une résistance de faible valeur.

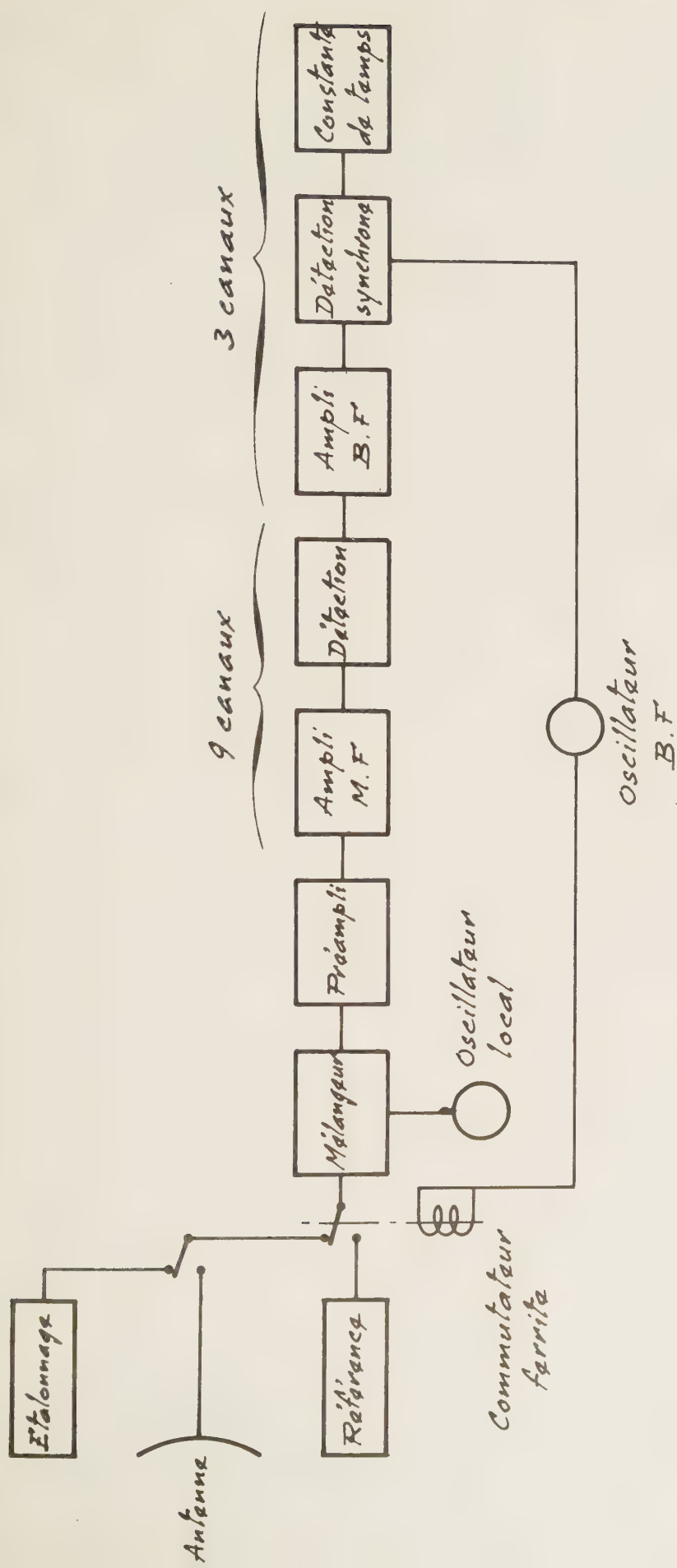


Figure III

Schimă generală a radimier-

Le couvercle de l'enceinte sollicité par un ressort est libéré au moment de la rupture de la résistance et obture l'enceinte qui se trouve alors isolée thermiquement par un revêtement de polystyrène (figure III.2.).

La température de la charge adaptée est mesurée par un élément à résistance variable inséré dans un bras d'un pont de Wheatstone. Le réglage de ce pont est effectué en sorte que la caractéristique de référence courant-température soit relativement linéaire.

La charge adaptée est constituée par un élément de guide d'onde fermé dont les parois internes sont enduites d'une couche de graphite.

La thermistance de mesure est située au contact de la paroi externe de faible épaisseur.

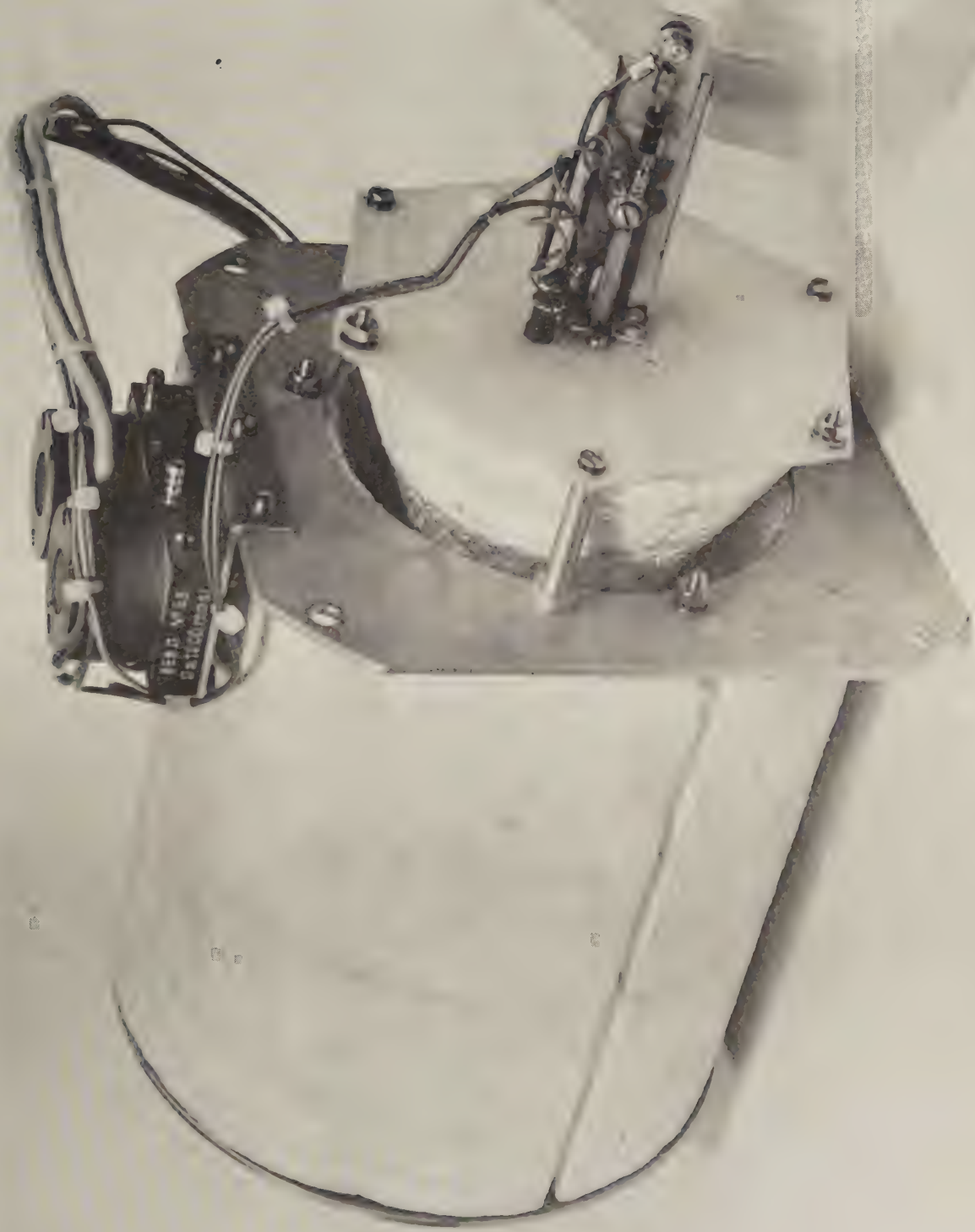
Une série d'expériences ont permis d'obtenir les conclusions suivantes :

- la température de la couche de graphite est très sensiblement celle mesurée par la sonde ;
- le coefficient d'auto-échauffement de la sonde est indécélable ;
- l'erreur absolue maximale, commise lors de la mesure, est inférieure à $0,3^{\circ}\text{C}$.

Source d'étalonnage

La source d'étalonnage est réalisée suivant le même principe que la source de référence. Sa température est mesurée, et maintenue constante au voisinage de 0°C ; la charge adaptée constituant cette source est en effet au contact d'un récipient rempli de glace fondante et maintenu à la pression atmosphérique normale.

Outre la facilité avec laquelle cette source peut être maintenue à température constante il faut remarquer que 273°K est la température la plus élevée susceptible d'être mesurée lors de l'expérience ; ceci permet un étalonnage de toute l'échelle de mesure.



III.1.3. Les circuits principaux

Sans entrer dans tous les détails techniques des circuits nous allons examiner chaque élément du récepteur, sa fonction, sa réalisation et ses caractéristiques principales. Le plan envisagé pour cette description est de suivre le cheminement du signal au long de la chaîne de réception.

a) Hyperfréquences

Le signal reçu par l'aérien est un signal aléatoire issu de l'émission propre de l'oxygène moléculaire atmosphérique. De plus ce signal n'a pas de direction de polarisation privilégiée. Il serait donc souhaitable de concevoir un aérien susceptible de recevoir deux polarisations rectilignes orthogonales. Les difficultés de réalisation nous ont conduit à construire un aérien ne pouvant capter qu'une polarisation rectiligne.

- L'aérien

Nous avons réalisé une antenne classique constituée par un cornet disposé au foyer d'un réflecteur parabolique.

La directivité de cette antenne doit être telle que l'énergie que celle-ci peut capter provienne exclusivement de l'atmosphère.

L'angle d'ouverture de son lobe principal doit donc être de quelques degrés au maximum, ses lobes secondaires étant à très bas niveau.

L'ouverture (à 3dB) d'une parabole éclairée par un cornet rectangulaire est donnée par la formule :

$$\theta_{(3dB)} = 67 \frac{\lambda}{D} \quad (III.1)$$

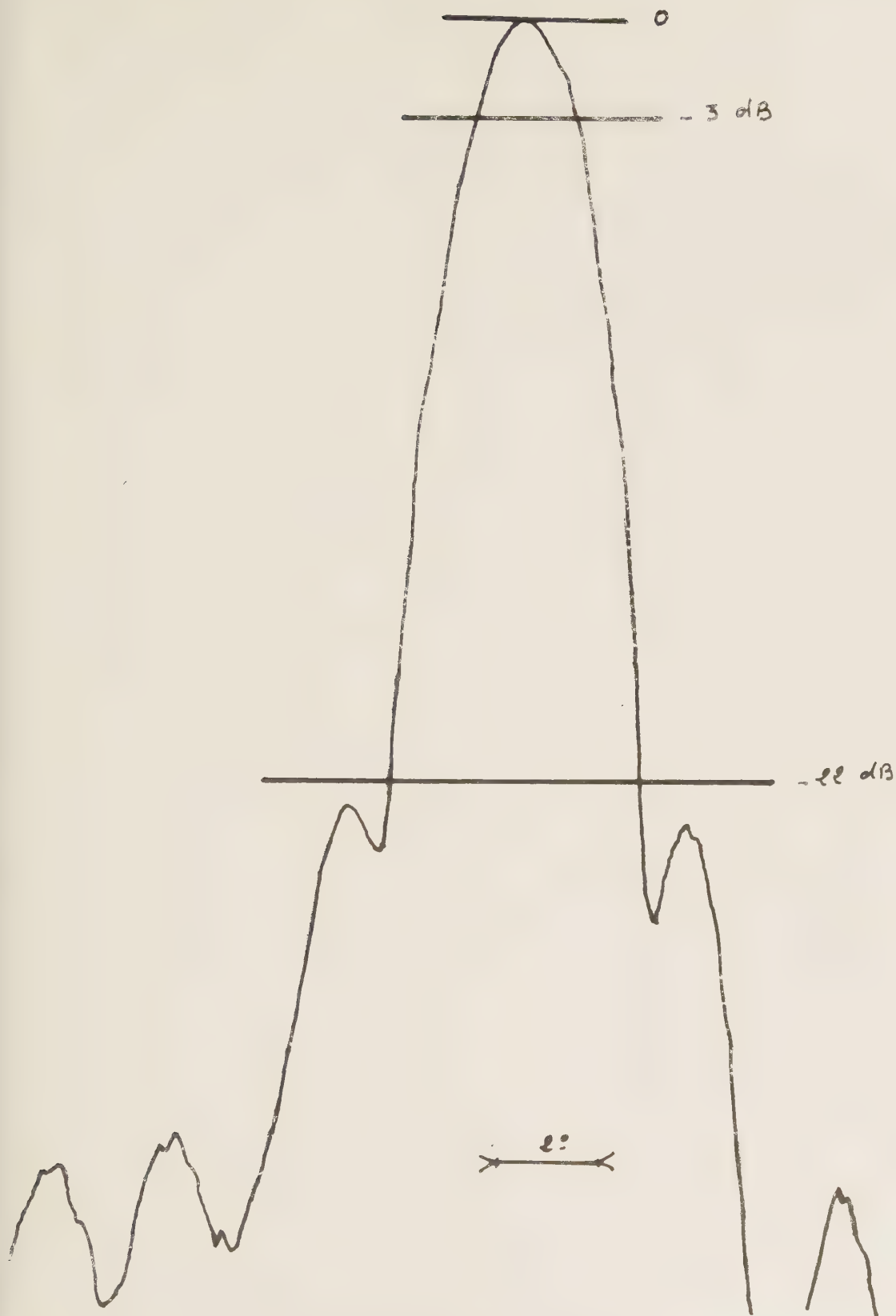
λ est la longueur d'onde

D est le diamètre du réflecteur parabolique

Ainsi une parabole de 160 mm de diamètre, à 5 mm de longueur d'onde doit avoir un angle d'ouverture de 2,1°.

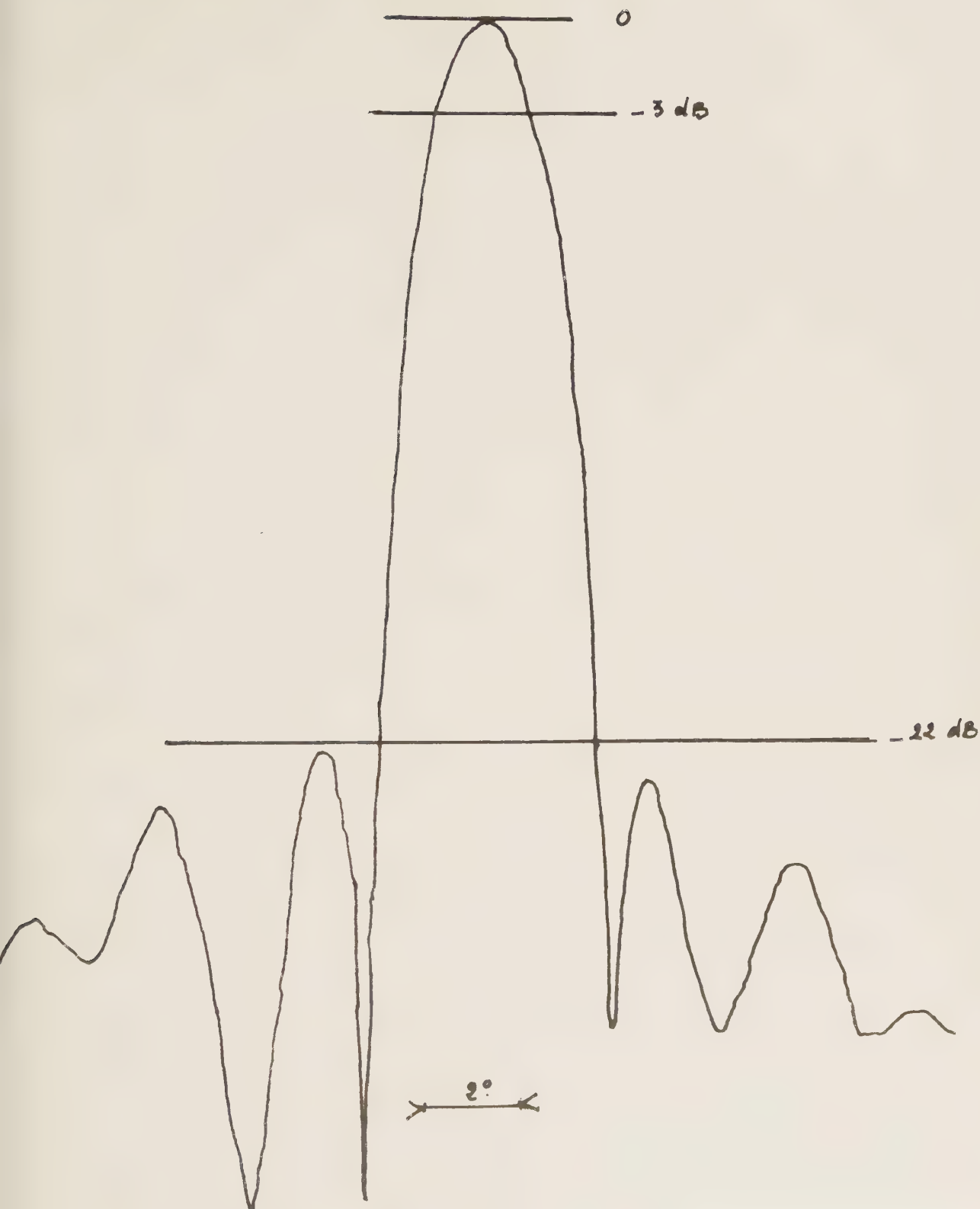
La mesure a conduit, comme le montre le diagramme de rayonnement reproduit figure III.3, à un angle d'ouverture de 2°.

.../



- Figure III.3 -

- Diagramme de l'antenne (élévation) -



- Figure III. 3 -

- Diagramme de l'antenne (azimut) -

Les lobes secondaires sont à 22 dB au-dessous du lobe principal. Ces résultats conduisent à un gain d'antenne de 38 dB.

Le principal inconvénient d'une telle antenne provient essentiellement de la position du cornet, éloigné de l'entrée du préamplificateur. En effet le guide d'onde nécessaire à la jonction entre ces deux éléments introduit des pertes qui ont pour effet d'augmenter la température du bruit du récepteur. La solution intéressante présentée par une antenne du type Cassegrain n'a pu être envisagée. En effet, le miroir secondaire d'une telle antenne n'est pas de dimensions grandes devant la longueur d'onde ce qui risque d'entraîner des effets de diffraction trop importants.

- Commutateurs

Il y a deux types de commutation à considérer :

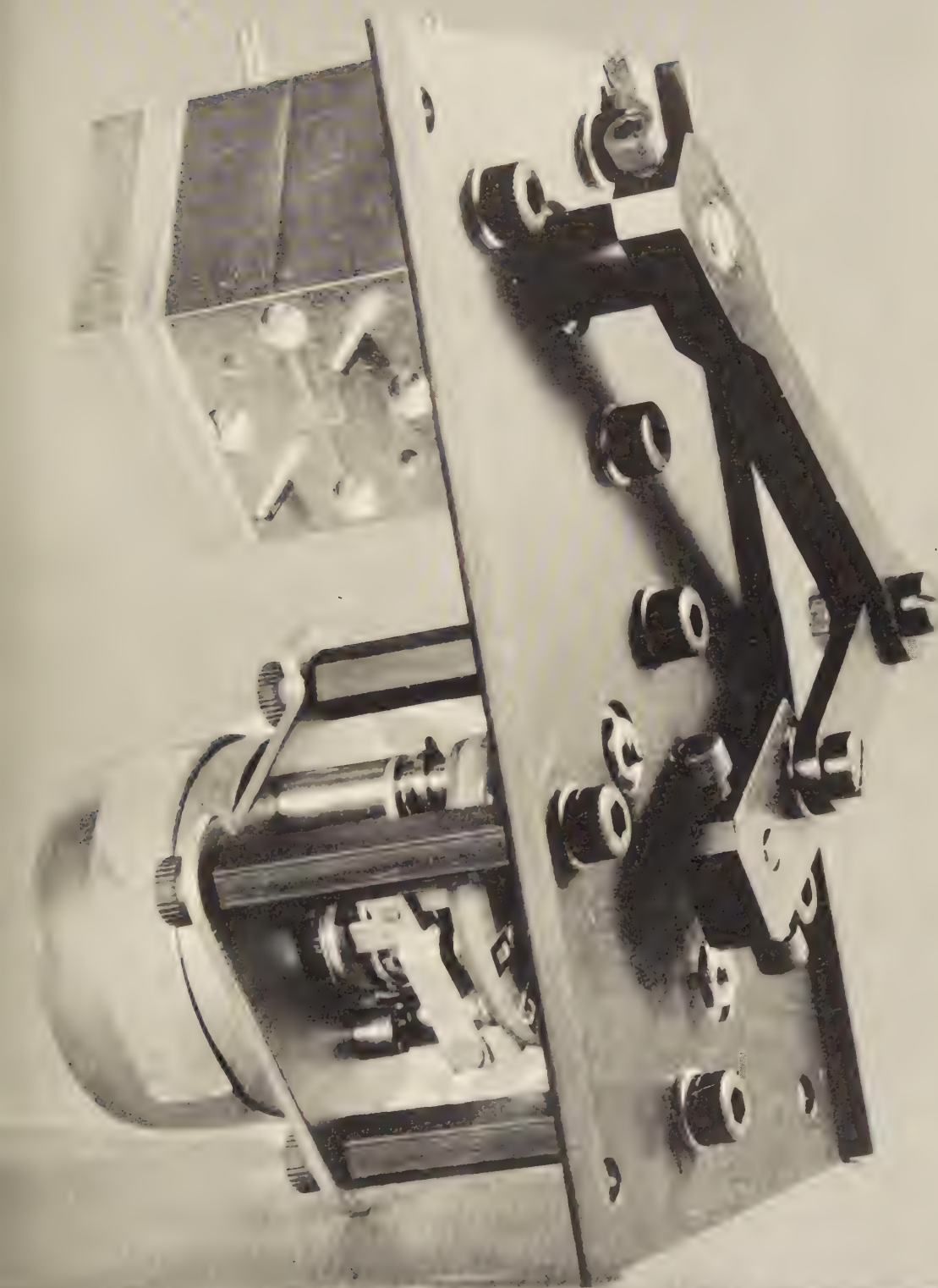
- la substitution de la source d'étalonnage à l'aérien durant un temps limité, correspondant à la période d'étalonnage ;
- la comparaison de la température apparente de l'aérien à la température du corps noir de la source de référence.

La commutation d'étalonnage est réalisée par un procédé électromécanique. La figure III.4. représente ce dispositif.

Les précisions mécaniques sont de l'ordre du centième de millimètre, précisions suffisantes pour obtenir les caractéristiques électriques suivantes (résultats de mesures) :

- coefficient de réflexion trop faible pour être mesurable ;
- découplage supérieur à 50 dB entre voies ;
- pertes négligeables (équivalentes à celles d'un guide d'onde de même longueur).

La commutation de référence correspond à une modulation. Sa fréquence doit être suffisamment élevée pour que la variation du gain des amplificateurs soit négligeable durant une période.



Afin de réduire les pertes au minimum, nous avons tout d'abord envisagé la réalisation d'un commutateur en γ à ferrite central. Les difficultés rencontrées ont été telles que nous nous sommes orienté vers un procédé plus classique. L'élément finalement réalisé est composé d'un gyrateur à effet Faraday précédé d'un duplexeur de polarisations. Rappelons brièvement le principe de fonctionnement d'un commutateur de ce type.

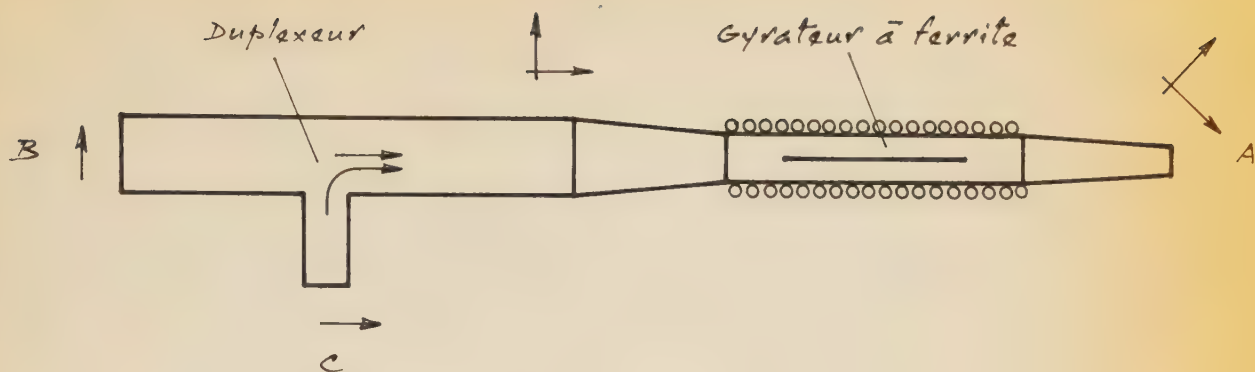
- Le duplexeur de polarisations permet la propagation dans un même guide de section circulaire, suivant deux modes TE_{11} orthogonaux et indépendants, des signaux en provenance de deux sources distinctes.
- Le gyrateur est constitué par un guide circulaire dans l'axe duquel est disposé un cylindre de ferrite de faible section magnétisé par un solénoïde situé à l'extérieur du guide. L'onde propagée dans le guide est alors soumise à un effet Faraday (rotation du plan de polarisation), dont l'importance est fonction de la magnétisation du ferrite.
- Une transition permettant de passer d'un guide d'onde circulaire à un guide d'onde rectangulaire est disposée à la suite des deux éléments précédents. L'onde se propageant dans le guide rectangulaire correspond suivant la magnétisation du ferrite convenablement réglée par le courant traversant le solénoïde, soit à l'un soit à l'autre des signaux. Une lame de mica métallisée absorbe l'onde non sélectionnée à l'instant considéré.

Les pertes d'insertion sont de l'ordre de 2 dB.

Le découplage entre voies est supérieur à 20 dB.

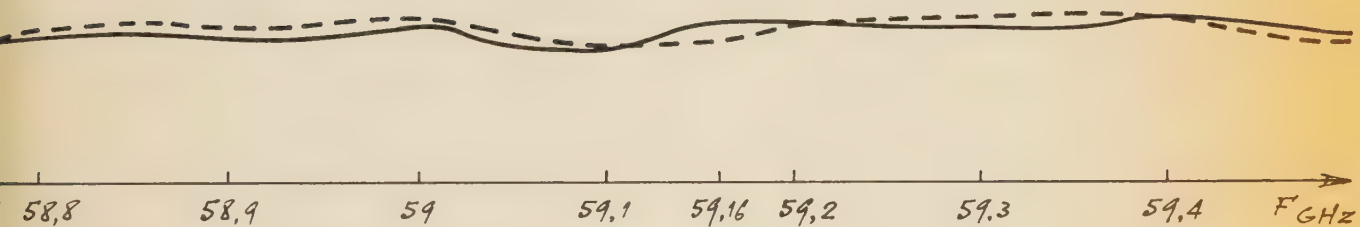
L'excitation du solénoïde est effectuée en signaux carrés à une fréquence de 348 Hz.

La figure III.5 représente l'ensemble réalisé.



T.O.S

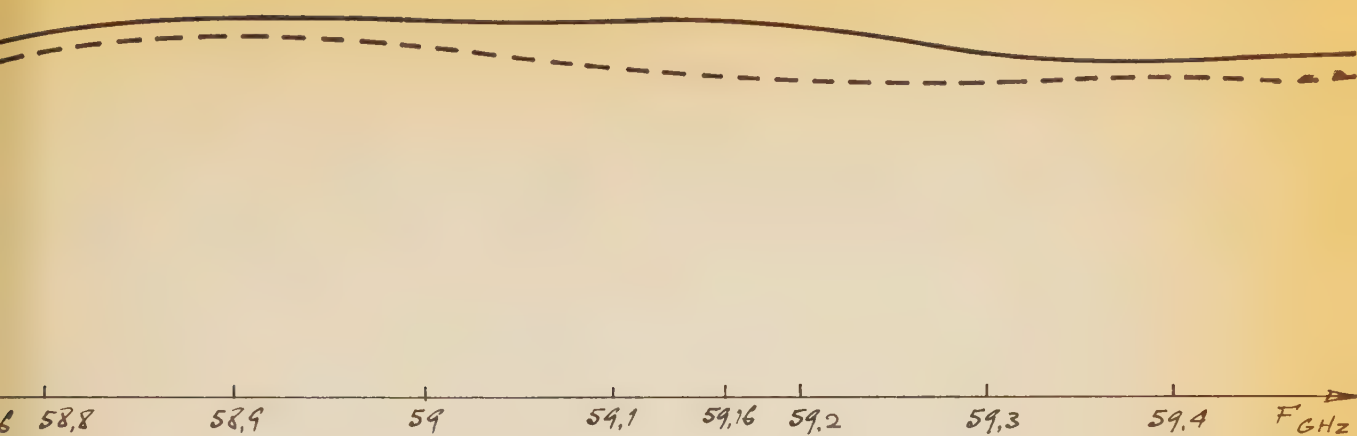
— entrée B Z_0 en A et C
 --- entrée C Z_0 en A et B



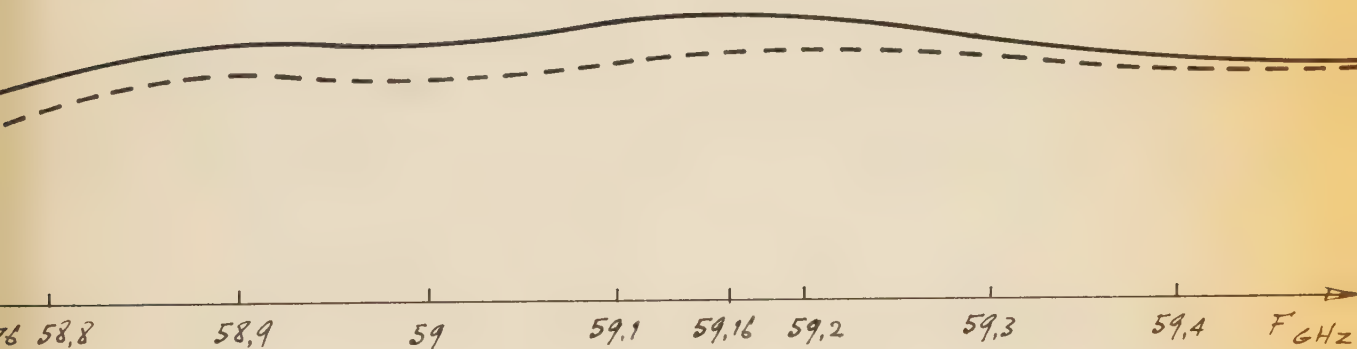
COMMUTATEUR A FERRITE

FIG. III.5

B

PERTES— $C \rightarrow B$ - - - $B \rightarrow A$ 

1/B

DECOUPLAGE— $C \rightarrow B$ - - - $B \rightarrow A$ 

1/B

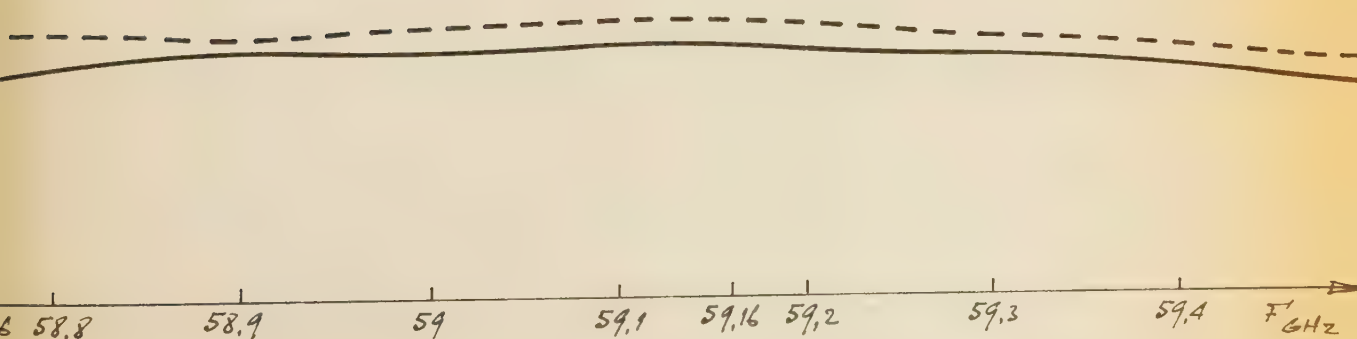
DECOUPLAGE— $C \rightarrow A$ - - - $B \rightarrow C$ 

FIG. III 5 bis.

- Mélangeur de fréquences | 59 |

Le battement du signal reçu avec la fréquence de l'oscillateur local est obtenu en utilisant les propriétés non linéaires de diodes à semi-conducteur. Le même mélangeur de fréquences étant utilisé pour les neuf canaux, sa bande passante doit être supérieure au double de l'intervalle de fréquence couvert par les différents amplificateurs à fréquence intermédiaire, soit 500 MHz. (Ce mélangeur a été réalisé sur le type "anneau hybride").

La fréquence du signal issue du battement est $\pm (F_s - F_e)$. Aucun filtre n'étant disposé sur la voie signal avant ce mélange, les amplificateurs à fréquence intermédiaire ne font aucune distinction entre $F_s - F_e$ ($F_s > F_e$) et $F_e - F_s$ ($F_s < F_e$). C'est pour cette raison que la fréquence de l'oscillateur local F_e n'est autre que la fréquence de résonance de la raie d'émission de l'oxygène (cette raie est en effet symétrique).

Les pertes de conversion des diodes mélangeuses représentent la contribution la plus importante à la température de bruit du récepteur. Leur qualité est donc essentielle : les meilleures diodes construites actuellement ont des pertes de conversion de l'ordre de 11 dB.

- Oscillateur local

L'utilisation d'un oscillateur du type Klystron avait initialement été envisagée. Cependant cette solution présentait les inconvénients suivants :

- l'emploi de hautes tensions nécessite une alimentation spéciale dont le rendement est généralement faible ($\sim 0,7$). La puissance d'alimentation nécessaire est élevée..
- la fragilité d'un Klystron semble être incompatible avec les chocs subis par le matériel lors de son impact sur le sol à l'issue de chaque vol ;
- la durée de vie est très variable et par suite la fiabilité s'en trouve affectée ;
- enfin l'encombrement et le poids en sont élevés.

.../

Bien que la génération de microondes par une source dite "à état solide" ne soit pas classique, c'est toutefois la solution qui a été retenue.

L'adoption d'une telle solution présente les avantages suivants :

- fiabilité élevée ;
- miniaturisation, en particulier de l'alimentation ;
- faible consommation.

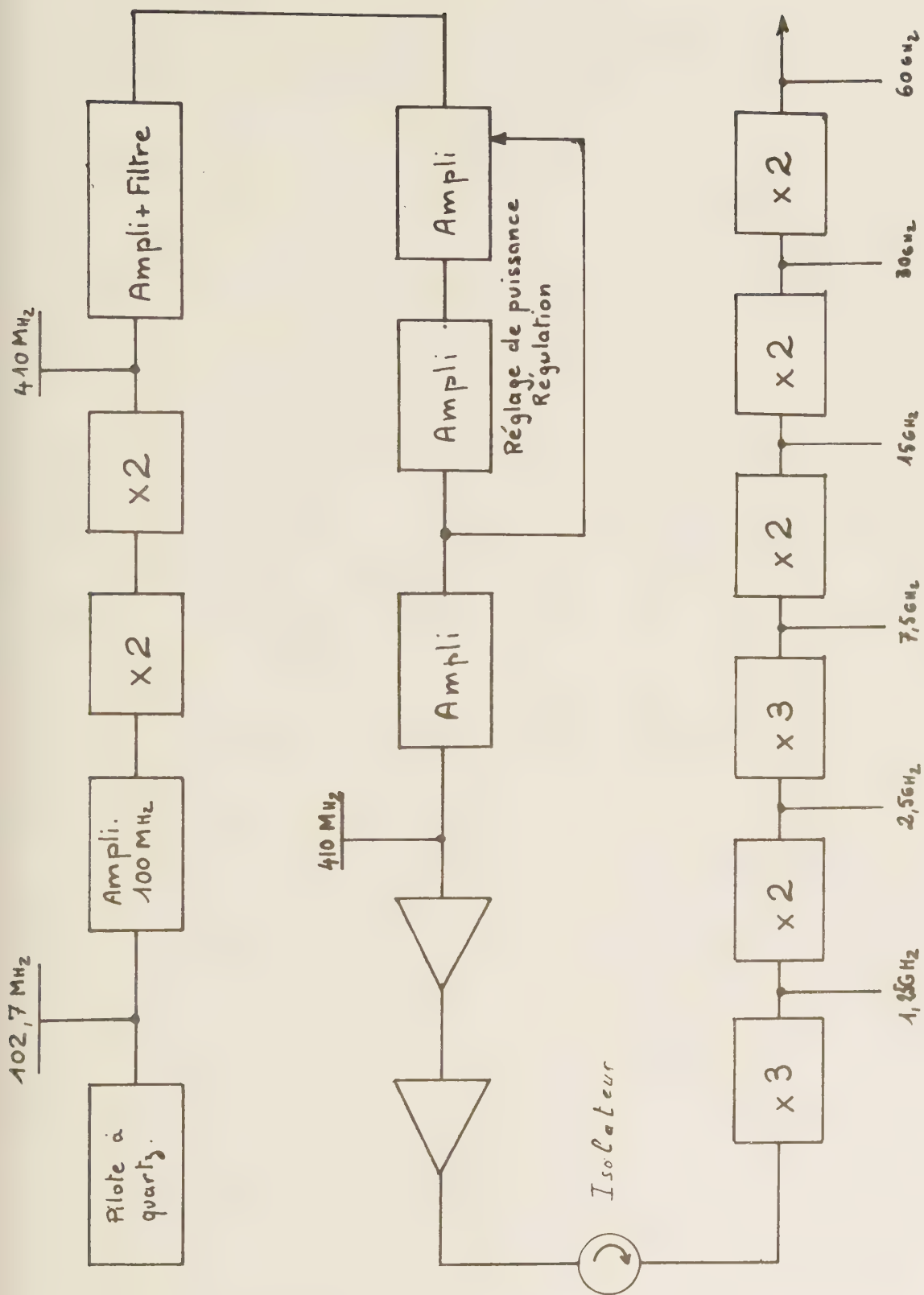
Une consommation de quelques milliwatts est fournie à la fréquence de 102,718 MHz par un oscillateur à quartz.

La stabilité de cet oscillateur est assurée par son maintien à température constante. Le mélange d'eau et de glace destiné au calorifugeage du corps noir d'étalonnage, est utilisé à cet effet.

Cette fréquence est ensuite multipliée par 4, filtrée et correctement amplifiée au moyen de circuits électroniques classiques à transistors qui délivrent une puissance de l'ordre de 4 Watts à 410,860 MHz. Une multiplication par 144 est ensuite effectuée par une chaîne à varactors (figure III.6). La puissance obtenue à 59,1642 GHz est de quelques milliwatts, suffisante pour permettre l'hétérodynage.

La principale difficulté soulevée par l'utilisation d'une telle source consiste en la nécessité de disposer d'une oscillation pure (exempte de bruit ou de raies) ; en effet, le découplage du mélangeur a toujours une valeur finie et une fraction de la puissance d'hétérodynage se propage en sens inverse du signal et se réfléchit sur les circuits d'entrée. L'emploi d'un gyrateur à ferrite entraîne une modulation du coefficient de réflexion.

Cette modulation étant synchrone de la fréquence de comparaison, le bruit de l'oscillateur local, alors modulé, peut être confondu avec le signal proprement dit.



Oscillateur Local

Figure III.6

On montre aisément que la pureté spectrale nécessaire est de l'ordre de 100 dB au-dessous de la porteuse. Cette valeur est obtenue dans les conditions suivantes :

- découplage du mélangeur de l'ordre de 15 à 20 dB ;
- variation du TOS provoquant la modulation de 1,2 à 1,3.

(La puissance à l'entrée du radiomètre correspondant à une variation de température de 2° est de -126 dBm pour une bande passante de 10 MHz).

b) Circuits M.F et B.F

Les différents canaux sont des filtres actifs en fréquence intermédiaire cependant, avant d'effectuer la séparation de ces différentes fréquences, il est nécessaire de porter, par préamplification à large bande, le signal reçu à un niveau suffisant afin d'éviter des couplages parasites. Un préamplificateur dont la bande s'étend de 7 à 220 MHz remplit ce rôle. Son facteur de bruit est de 3,5 dB.

Ce préamplificateur est suivi après commutation de 9 amplificateurs de gain voisin de 55 dB. Leurs bandes passantes sont différentes.

F_{MHz}	10	15	25	40	50	75	110	150	200
B_{MHz}	5	5	10	10	10	20	20	30	30

Le niveau de sortie de ces amplificateurs (-15 à -20 dBm) est tel que la détection soit quadratique ; celle-ci délivre donc une tension proportionnelle à la puissance de l'onde incidente. Cette linéarité permet une exploitation aisée [60] .

La détection est suivie d'une amplification à basse fréquence dont le gain est de 50 dB. C'est donc à haut niveau que s'effectue la commutation permettant la mesure séquentielle du signal.

Afin de limiter à trois le nombre de canaux de mesure simultanée (voir § III.2.2.) (nombre de pistes de l'enregistreur), une commutation synchrone de la commutation H.F. distribue les sorties de ces neuf amplificateurs à trois chaînes basse fréquence. Ces chaînes comprennent une amplification sélective (quelques Hz) à 348 Hz suivie d'une détection synchrone transposant le signal en continu.

- Détection synchrone

Un multivibrateur oscille à 696 Hz et synchronise 4 bascules : la première commande le gyrateur à ferrite et les trois autres, les 3 détecteurs synchrones par l'intermédiaire d'un circuit monostable permettant de régler la différence de phase entre les deux entrées de chaque détecteur synchrone. Une double porte à transistor jouant le rôle de commutateur est actionné en synchronisme de la modulation du signal.

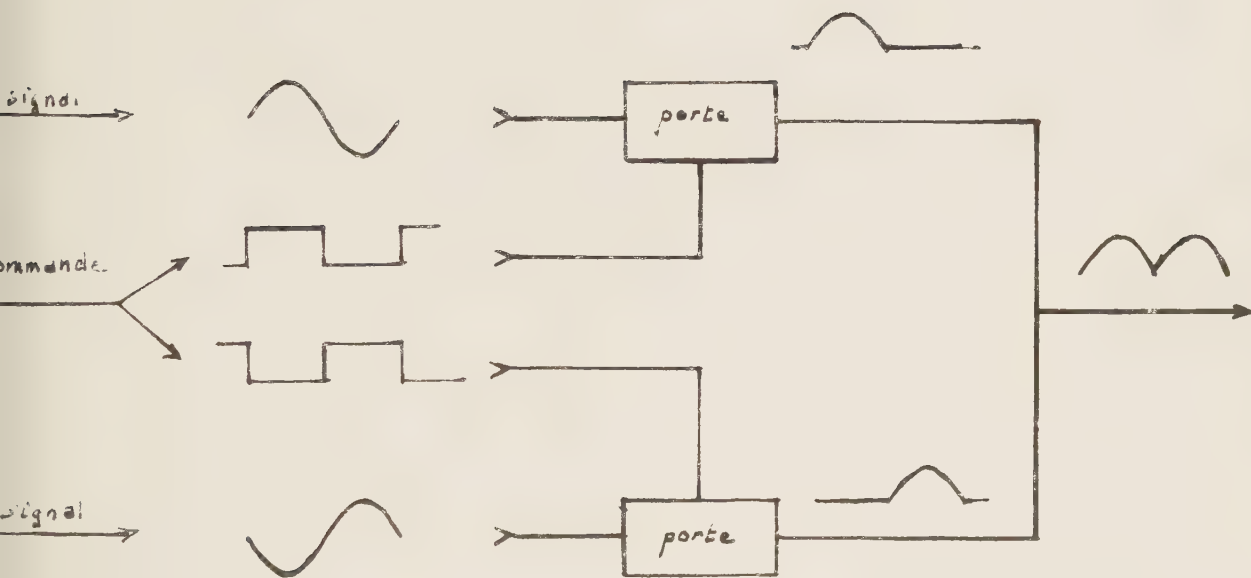
La figure III.7 indique ce fonctionnement.

En associant deux portes identiques, synchronisées en opposition de phase, on peut obtenir après addition, des tensions pseudo-redressées à double alternance ; ce système présente l'avantage d'éliminer les harmoniques pairs.

En outre, des comparateurs de phase ont été rajoutés imposant des états relatifs stables aux différentes bascules, ceci afin d'éviter les inconvénients dus au basculement inopiné d'une des bascules en cours de fonctionnement.

La figure III.8. représente le schéma de principe utilisé.

Cette détection est suivie d'un intégrateur qui restitue la valeur moyenne de la tension de sortie du détecteur synchrone. Pour obtenir une constante de temps de 50 secondes sans utiliser des condensateurs volumineux, nous avons dû prendre des transistors à effet de champ permettant l'augmentation des impédances de source et de charge.



- Figure III. 7 -

- Système de détection synchrone -

III.2. - DESCRIPTION ET FONCTION DES CIRCUITS AUXILIAIRES

III.2.I. Alimentation

Nous avons choisi des accumulateurs Ag - Zn qui présentent les avantages suivants :

- grande capacité par unité de poids et de volume ;
- tension constante au cours de la décharge.

Par contre, il faut signaler les inconvénients :

- électrolyte liquide (potasse) ;
- entretien délicat nécessitant périodiquement des cycles de charge et décharge.

Les différentes tensions sont réglées. Le tableau suivant résume les caractéristiques de la consommation.

<u>Tension batteries</u>	<u>Tension réglée</u>	<u>Débit</u>	<u>Puissance</u>
(V)	(V)	(mA)	(W)
27	22	900	24,5
18	12	440	8
- 18	- 12	110	2
9	6	330	3
- 9	- 6	280	2,5

La puissance totale absorbée est de 40 W. Les éléments utilisés permettent une durée d'expérience de l'ordre de 7 heures.

Ce bilan tient compte d'une consommation moyenne de 5 W. due à l'enregistreur.

III.2.2. Programme

Etant donné la valeur élevée de la constante de temps, nécessaire pour obtenir la sensibilité requise d'une part, et le nombre limité des pistes de l'enregistreur d'autre part, les neuf canaux de mesure sont commutables trois par trois. En outre, l'inaccessibilité au matériel lors de la mesure a nécessité la mise au point d'un programme dont le principe est représenté figure III.9 et III.10.

a) Horloge

L'élément de base de ce système est constitué par une horloge. Celle-ci est constituée par un moteur synchrone à 50 Hz alimenté au moyen d'un convertisseur continu $\rightarrow$ alternatif. Par l'intermédiaire d'un réducteur, ce moteur entraîne des roues avec cames qui établissent ou coupent des contacts électriques sur minirupteurs fixes distants angulairement les uns des autres de 120° .

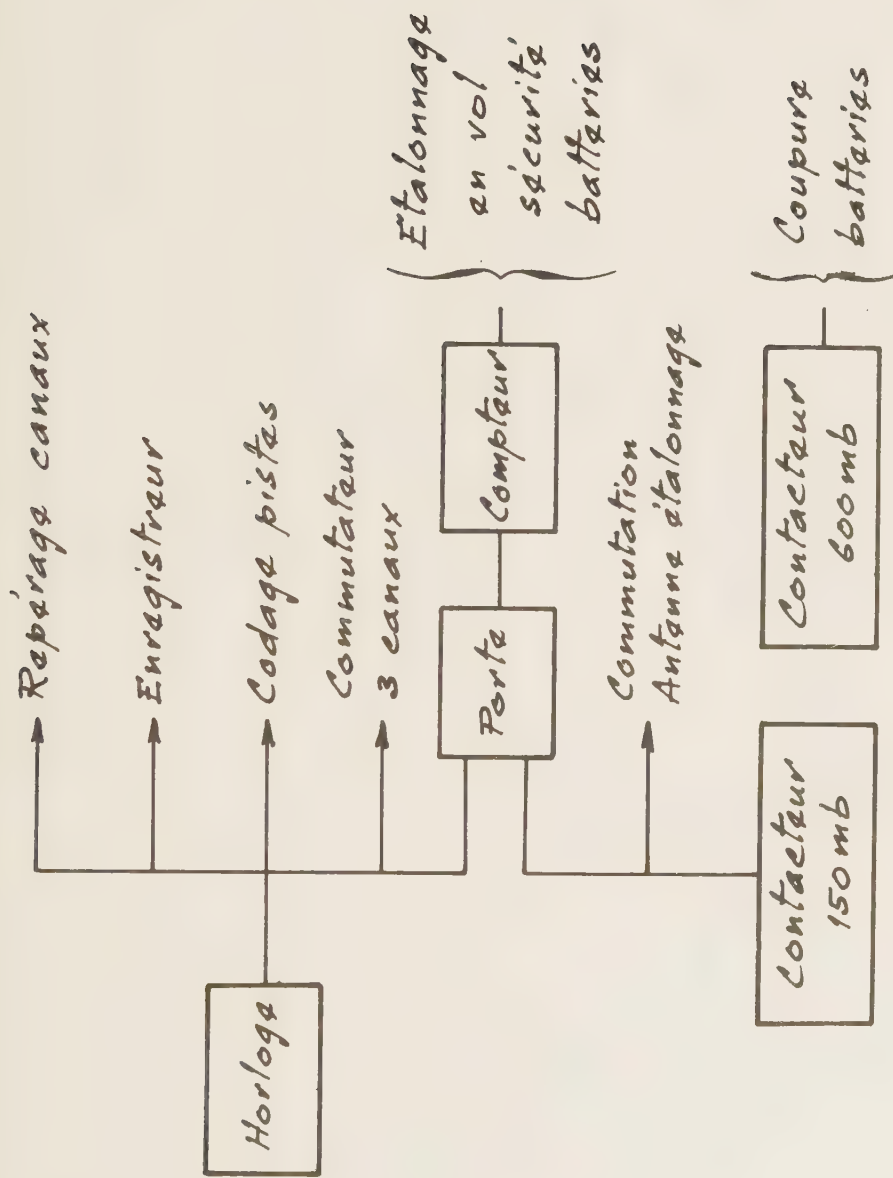
L'arbre de sortie effectue un tour chaque quart d'heure. Les fonctions obtenues à partir de cette horloge sont les suivantes :

- Toutes les cinq minutes -

- . rotation d'un moteur dit "pas à pas" qui commute simultanément les canaux MF et BF ;
- . arrêt du moteur de l'enregistreur au moment de cette commutation ;
- . remise en marche de ce moteur une centaine de secondes avant la commutation suivante ;
- . repérage des différentes pistes d'enregistrement.

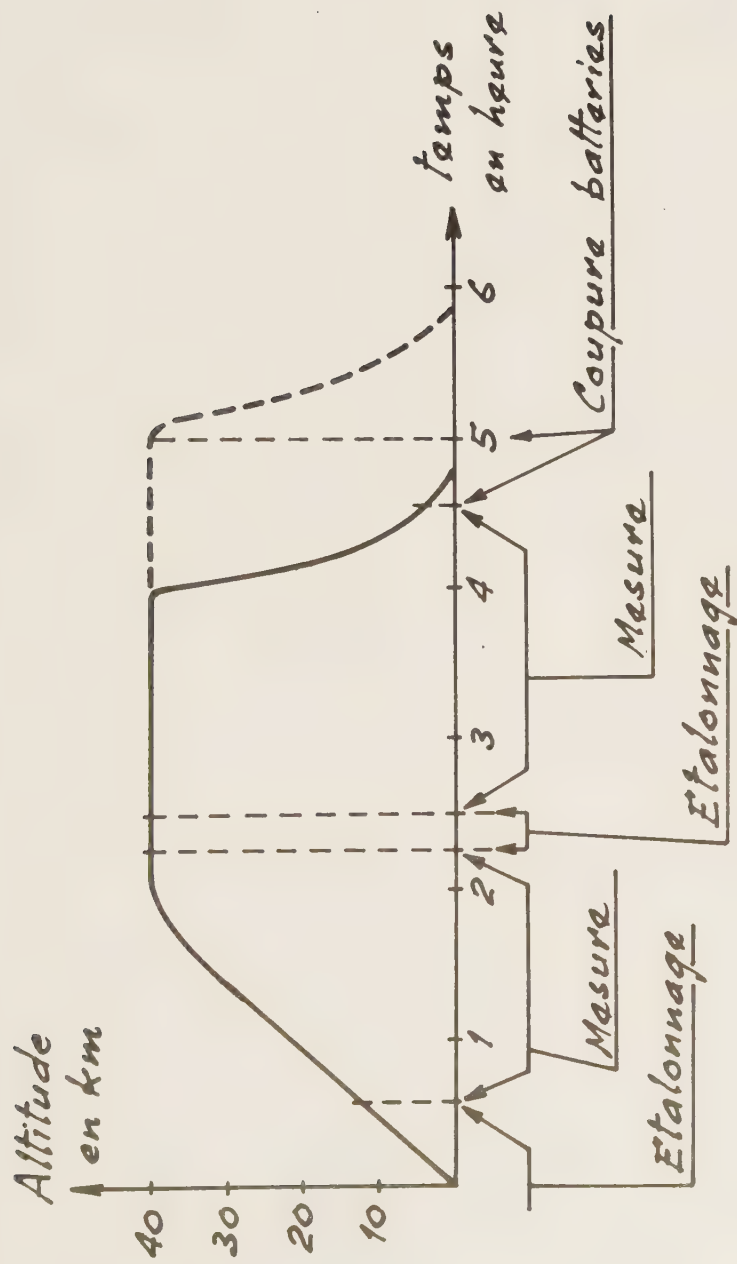
- Toutes les quinze minutes -

- . commande d'un compteur électronique ;
- . repérage des groupes de canaux.



- Figure III.9 -

- Schema du programme -



- Figure III.10 -

- Fonctionnement du programme -

b) Compteur électronique

Un compteur binaire en circuits intégrés de capacité 32 est associé à une série de portes qui sélectionnent les impulsions 8, 9 et 18.

Les impulsions 8 et 9 permettent l'étalonnage en vol. L'impulsion 8 commande un relais, qui positionne le commutateur hyperfréquence sur la position "étalonnage".

L'impulsion 9 entraîne la manoeuvre inverse (position "mesure"). Si le vol se prolongeait au-delà du temps prévu, l'impulsion 18 permet, par l'intermédiaire d'un relais, de couper l'alimentation de l'appareil. On protège ainsi les batteries contre l'éventualité d'une décharge trop prolongée.

En outre, ce compteur électronique ne fonctionne qu'à partir d'une certaine altitude du ballon, un blocage étant effectué par contacteur manométrique lorsque la pression est supérieure à 150 mb.

c) Système de commutation

Comme nous l'avons déjà dit l'étalonnage de l'appareil s'effectue par substitution à l'antenne d'un corps noir porté à une température connue.

Cette substitution est effectuée au moyen d'un commutateur électromécanique (découplage entre voies de l'ordre de 50 dB).

Ce commutateur est entraîné au moyen d'un moteur dit "pas à pas" utilisé en sélecteur rotatif. Sa commande a lieu, par l'intermédiaire d'un relais, par le contacteur manométrique à 150 mb d'une part et par les huitième et neuvième impulsions du compteur d'autre part. Ainsi, l'appareil en position "étalonnage" au sol est placé en position "mesure" au passage à 150 mb puis, une période d'étalonnage d'un quart d'heure a lieu deux heures après la fermeture de ce contacteur manométrique.

De plus, la répartition des canaux de mesure en groupe de trois nécessite une commutation de canaux. A cet effet, un commutateur coaxial sélectionne un groupe de trois amplificateurs à moyenne fréquence. Ces amplificateurs sont groupés de la façon suivante (figure III.II.) :

<u>10 - 40 - 110</u>	<u>15 - 50 - 150</u>	<u>25 - 75 - 200</u>
1er groupe	2ème groupe	3ème groupe

La commutation d'un groupe au suivant a lieu à l'issue d'un temps de cinq minutes.

Simultanément, les sorties détectées correspondant aux amplificateurs d'un même groupe sont, par l'intermédiaire d'un commutateur BF, connectées aux entrées des trois chaînes à basse fréquence.

Les sorties de chaque chaîne basse fréquence sont donc groupées de la façon suivante :

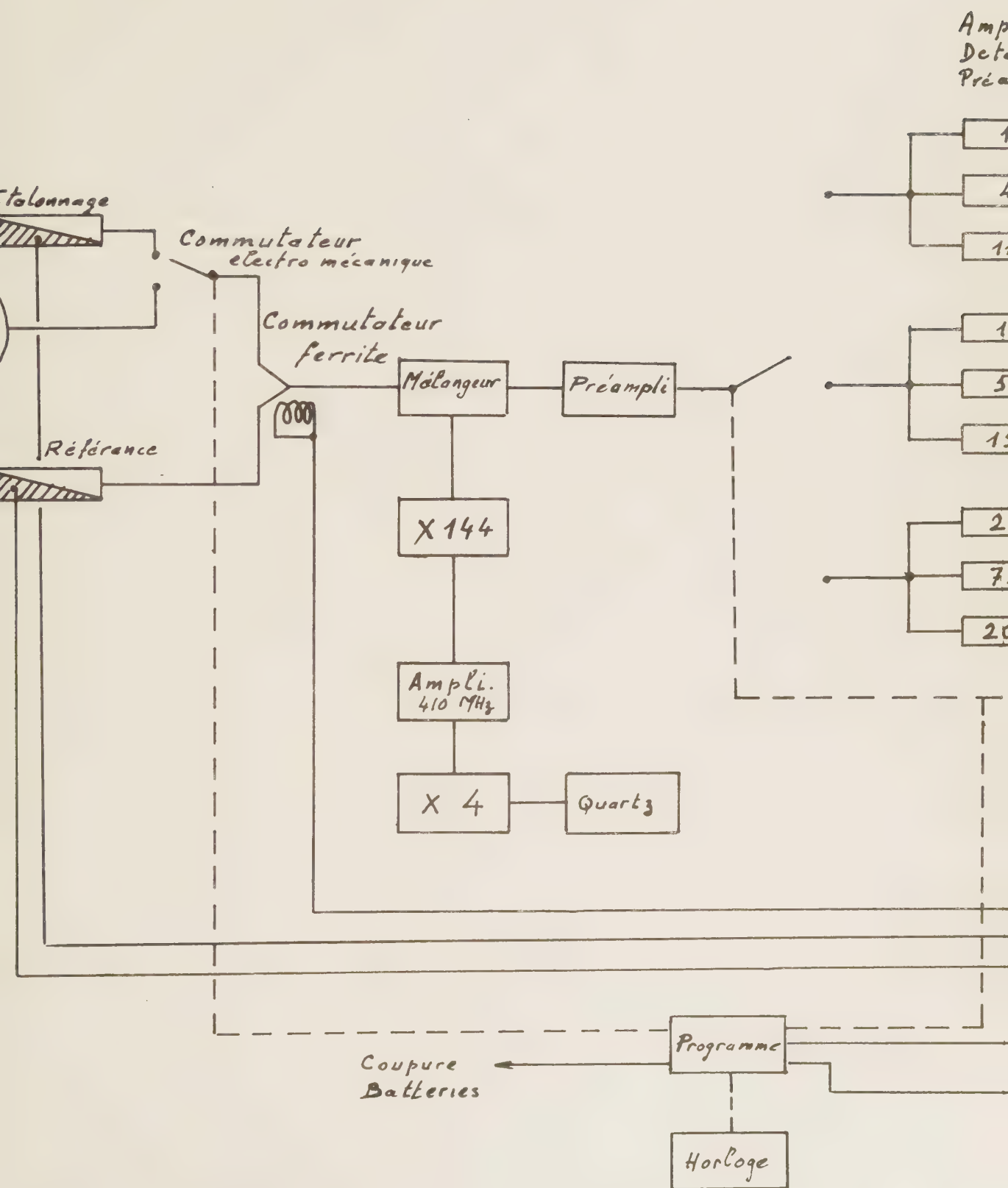
<u>10 - 15 - 25</u>	<u>40 - 50 - 75</u>	<u>110 - 150 - 200</u>
sortie 1	sortie 2	sortie 3

Le cycle complet est donc effectué en 15 Minutes.

Enfin, ce programme prévoit la coupure des alimentations avant l'arrivée au sol de l'appareil. Cette coupure est obtenue au moyen d'un commutateur altimétrique fonctionnant à pression croissante (600 mb). Nous avons déjà signalé que cette coupure pouvait être provoquée par la 18ème impulsion du compteur électronique.

d) Protection de l'antenne

La traversée de couches nuageuses au cours de l'ascension du ballon peut favoriser la formation de givre sur l'antenne. Un tel état de choses détériorerait les qualités de celle-ci ; aussi, avons nous prévu une protection. Cette protection est obtenue au moyen d'un cache en polystyrène expansé éjecté par un moyen pyrotechnique lors du fonctionnement du contacteur manométrique à 150 mb. Rappelons qu'avant cette commutation l'appareil est en position "étalonnage".



1. M.F.
ation
pli BF.

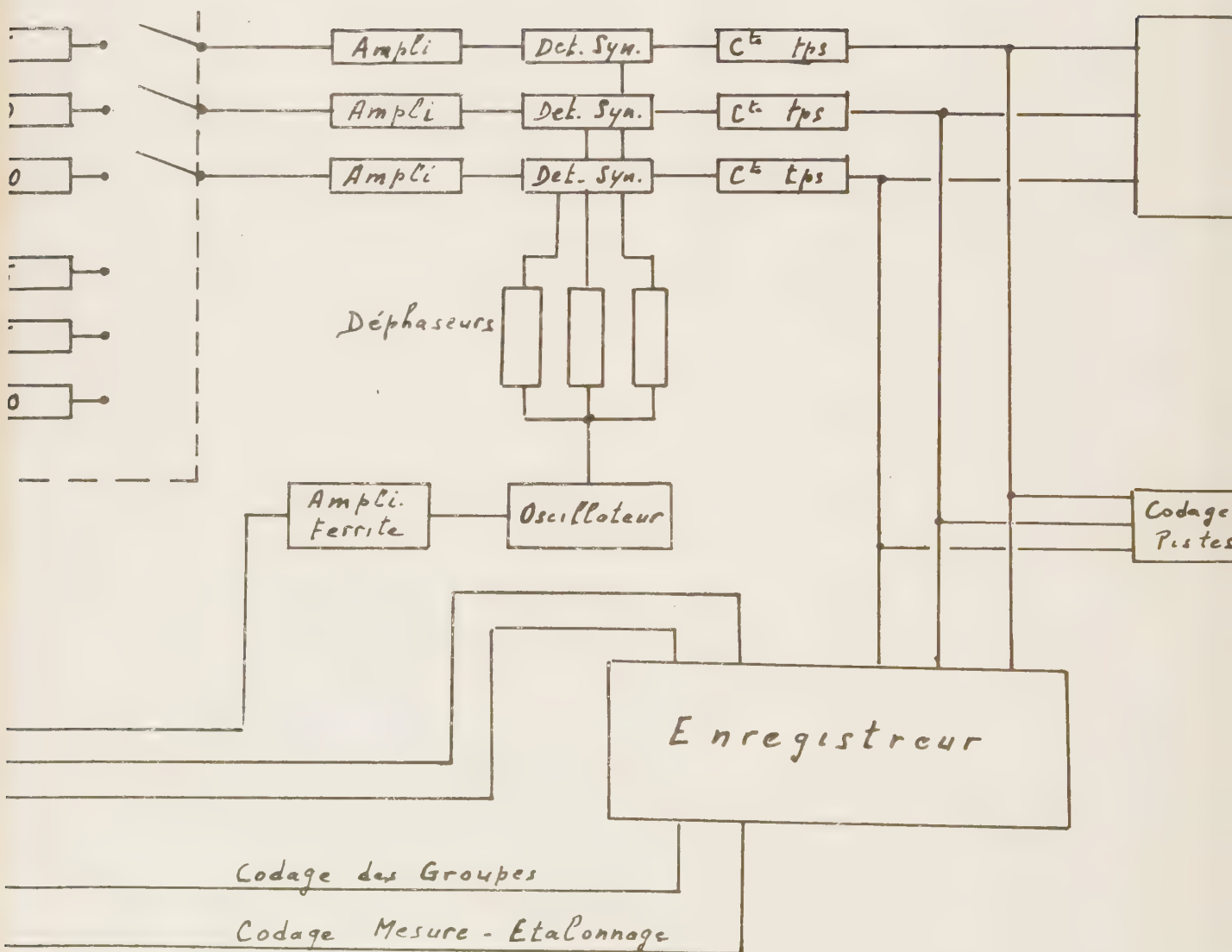


Schéma Synoptique du Radiomètre - Figure III

e) Résumé synoptique

La mise en marche de l'appareil est effectuée au sol au moyen d'un bouton poussoir.

- à -25° C

. Fermeture de l'enceinte de la source de référence.

- à l'ascension, à 150 mb

. Fermeture du contacteur manométrique :

.. libération du dispositif de protection de l'antenne ;

.. passage en position "mesure" ;

.. déblocage du compteur électronique ;

(.. armement du circuit de coupure des alimentations).

- au plafond

. Etalonnage pendant un quart d'heure commandé par le compteur électronique.

- à la descente, à 600 mb

. Coupure des circuits d'alimentation.

III.2.3. Enregistrement - Télémessure

L'appareil enregistreur utilisé est particulièrement léger et peu encombrant (A 1500 SCHLUMBERGER). Il permet l'inscription simultanément des trois signaux radiométriques, des températures de référence et d'étalonnage ainsi que de deux signaux de codage. La vitesse de déroulement du papier est de 1,25 mm/sec et la capacité du chargeur de 10 m. Le résultat de la mesure radiométrique n'est valable qu'à la fin de la constante de temps du radiomètre. Afin d'augmenter le temps d'enregistrement le déroulement du papier n'a lieu qu'au moment utile, pendant 1/3 du temps.

La tension correspondant au signal utile à la sortie du détecteur synchrone est de l'ordre de 100 mV pour un écart de température de 30° à l'entrée du radiomètre. Un amplificateur à courant continu en circuit intégré permet d'obtenir le niveau correspondant à la dynamique du galvanomètre de l'enregistreur (800 mV) ou du circuit de télémessure (2,5 V).

La mesure de la température des corps noirs de référence et d'étalonnage est effectuée au moyen d'une thermistance. Celle-ci est collée sur la paroi du corps noir au moyen d'araldite à l'argent afin d'assurer une bonne conductibilité thermique. Chaque thermistance est insérée dans une branche d'un pont de WHEATSTONE.

La tension de déséquilibre est enregistrée par l'intermédiaire de transistors à effet de champ, réglés au point de dérive thermique nulle. Ces transistors, en augmentant l'impédance de charge du pont, améliorent la sensibilité. Les courbes d'étalonnage sont linéaires pour une variation de température de 15°C au voisinage des températures prévues.

Nous avons procédé à un étalonnage particulièrement soigné des mesures de température des corps noirs d'étalonnage et de référence. A cette fin, les corps noirs ont été trempés dans un bain d'huile muni d'un agitateur dont la température était repérée à l'aide d'un thermomètre de précision.

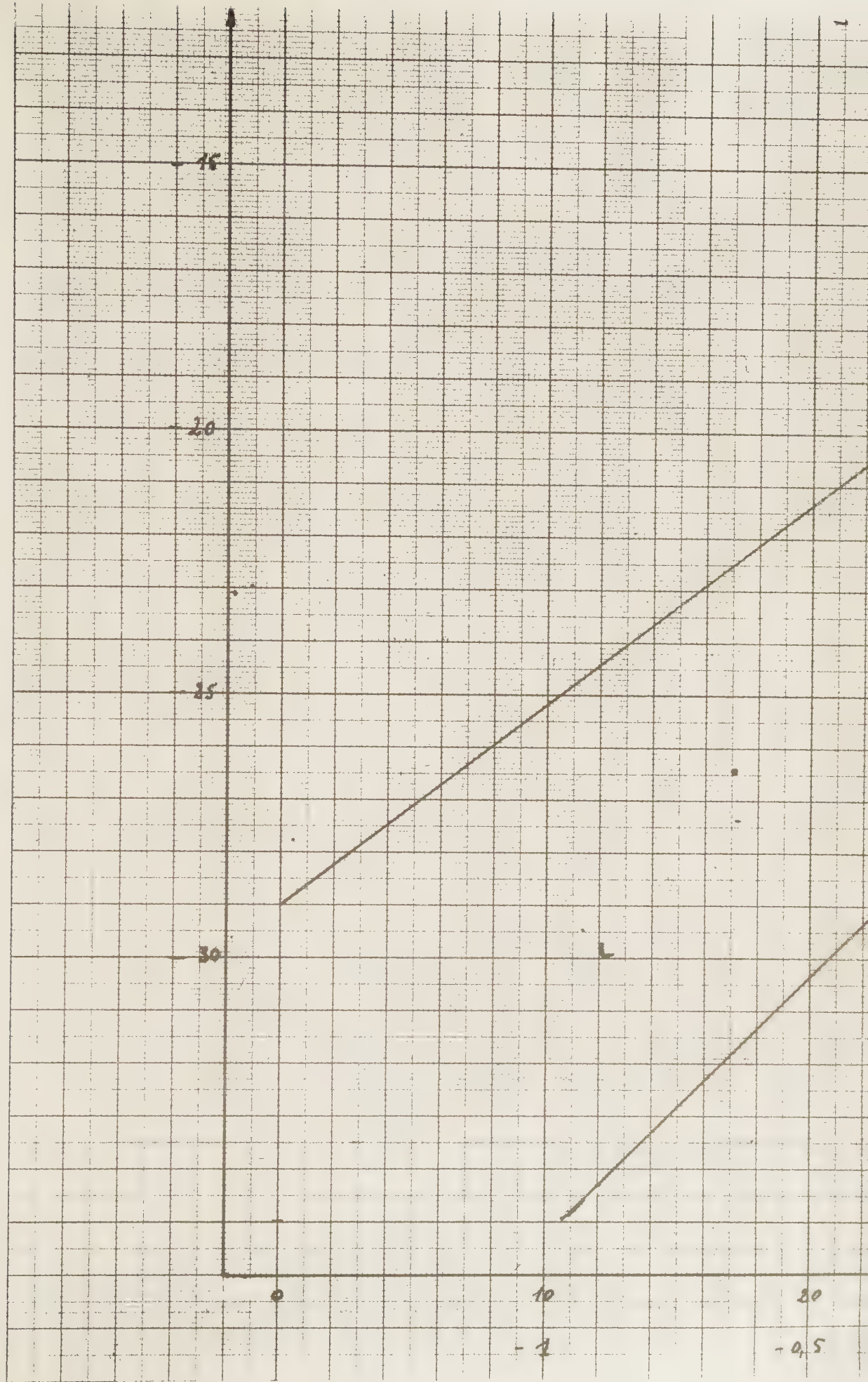
Les figures III.I2 et III.I3 représentent les courbes d'étalonnage relevées ; y figurent les tensions de déséquilibre des ponts de Wheatstone, mais aussi les déviations des galvanomètres.

La précision de la mesure est de l'ordre de $0,3^{\circ}\text{C}$.

- Codage des informations

La bande photographique a une largeur de 60 mm. La séparation des différentes pistes par réduction de leur dynamique risquait de détériorer la précision de mesure. Aussi avons-nous préféré effectuer un repérage des diverses traces.

Les températures des sources d'étalonnage et de référence évoluent lentement d'une part et sont exemptes de bruit d'autre part. Les pistes correspondantes sont donc aisément reconnaissables (figure III.I4 - traces 4 et 5).



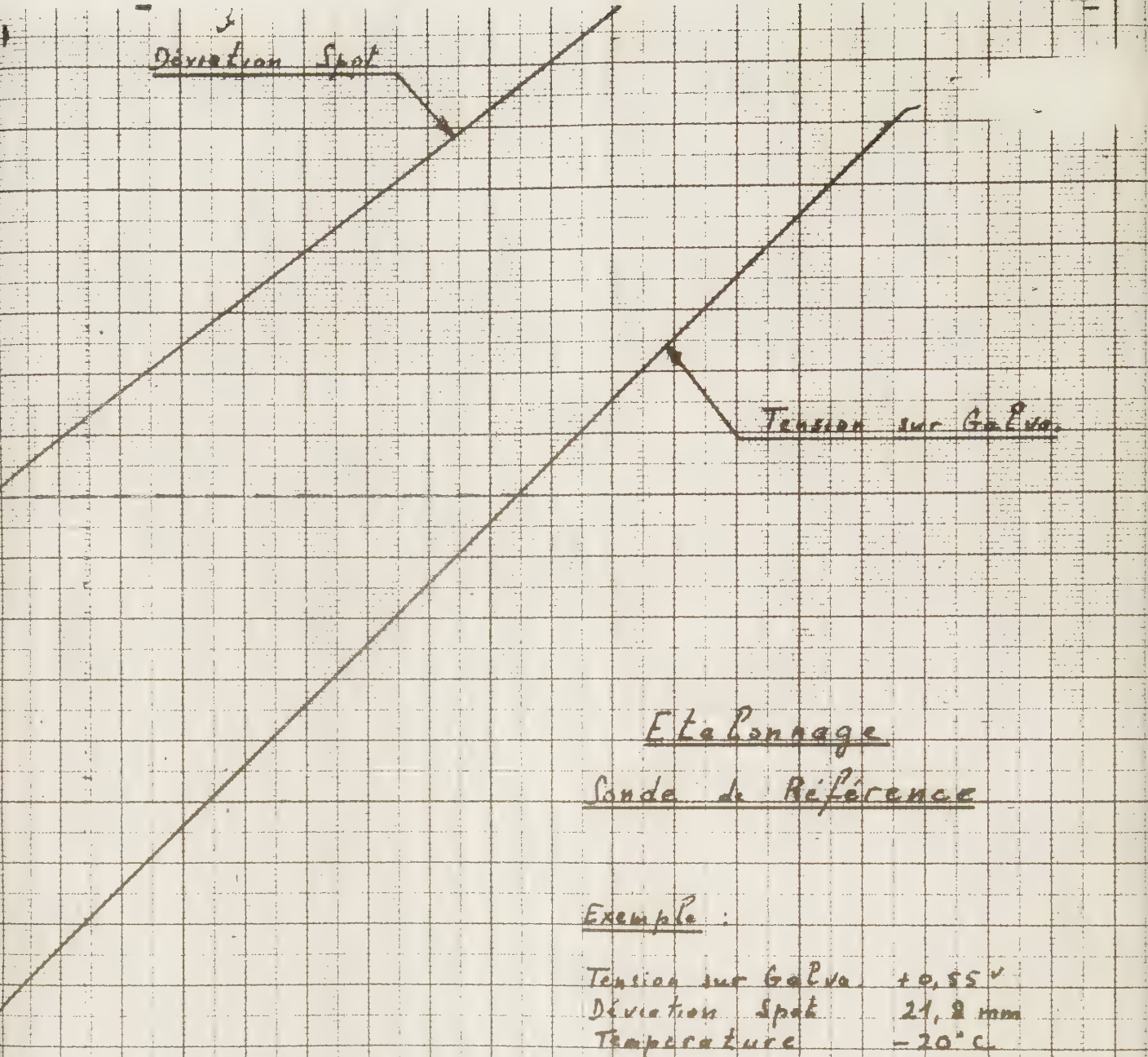


Figure III - 12 -

30

40

50

Déviation Spot mm

0

0,5

1

Tension sur Galva Vol

Temperature

+10°

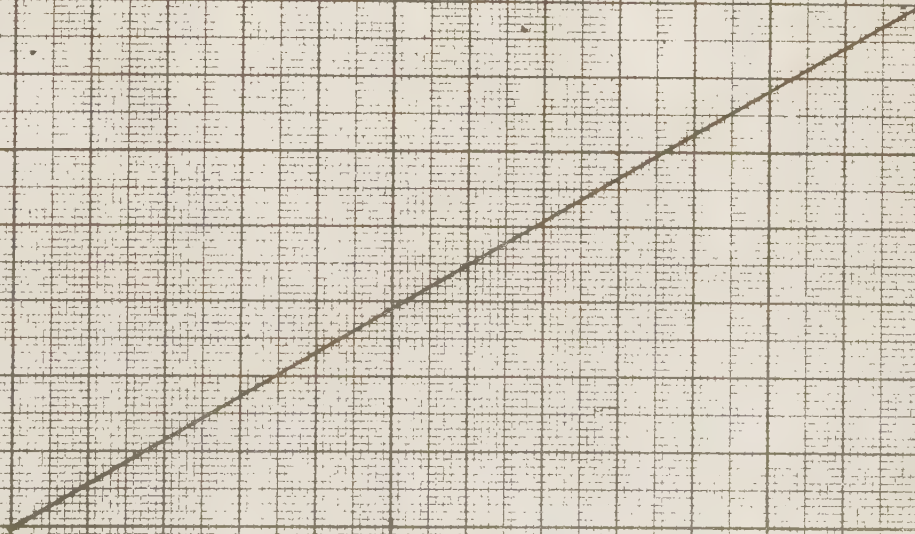
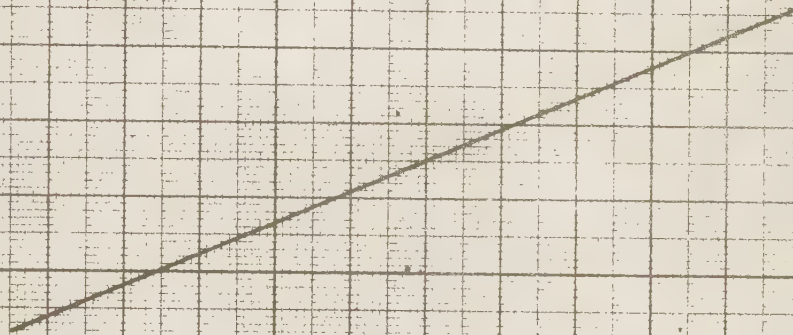
0°

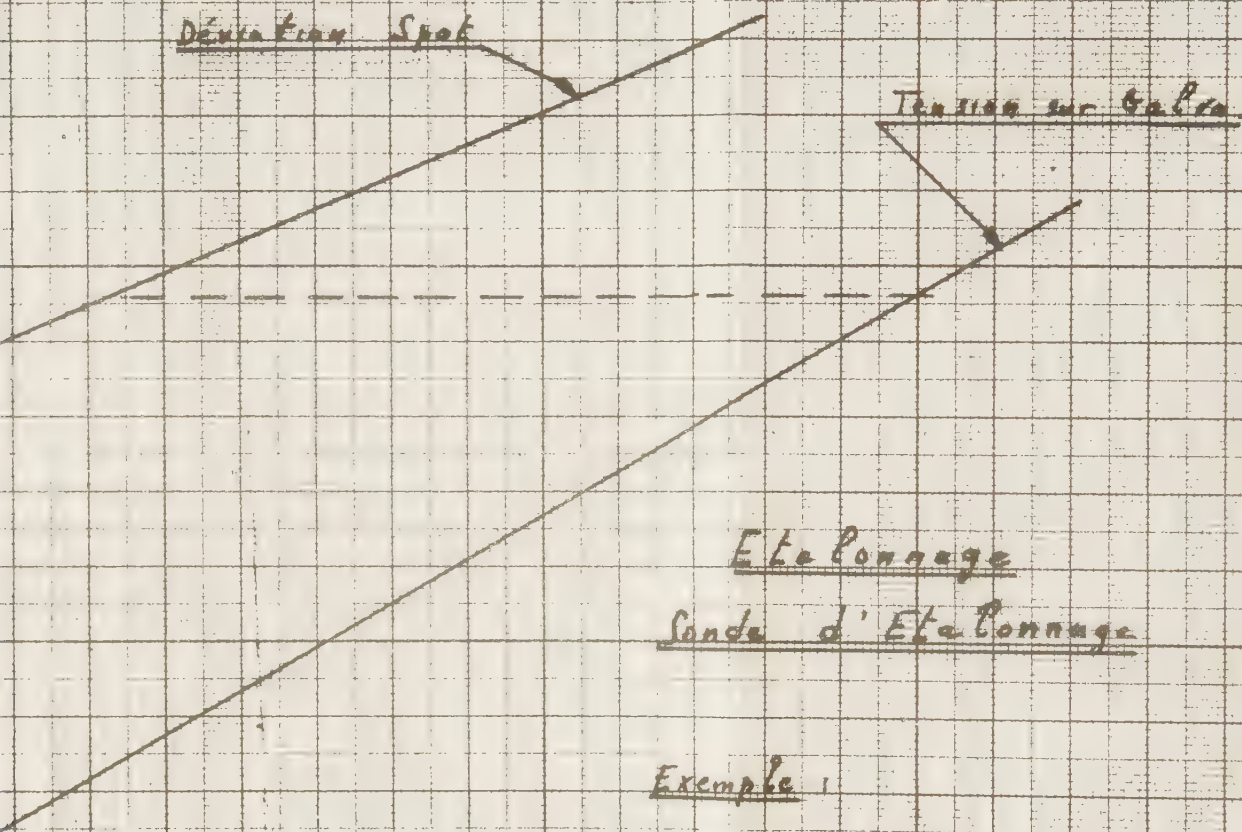
-10°

-20°

10

20





Exemple :

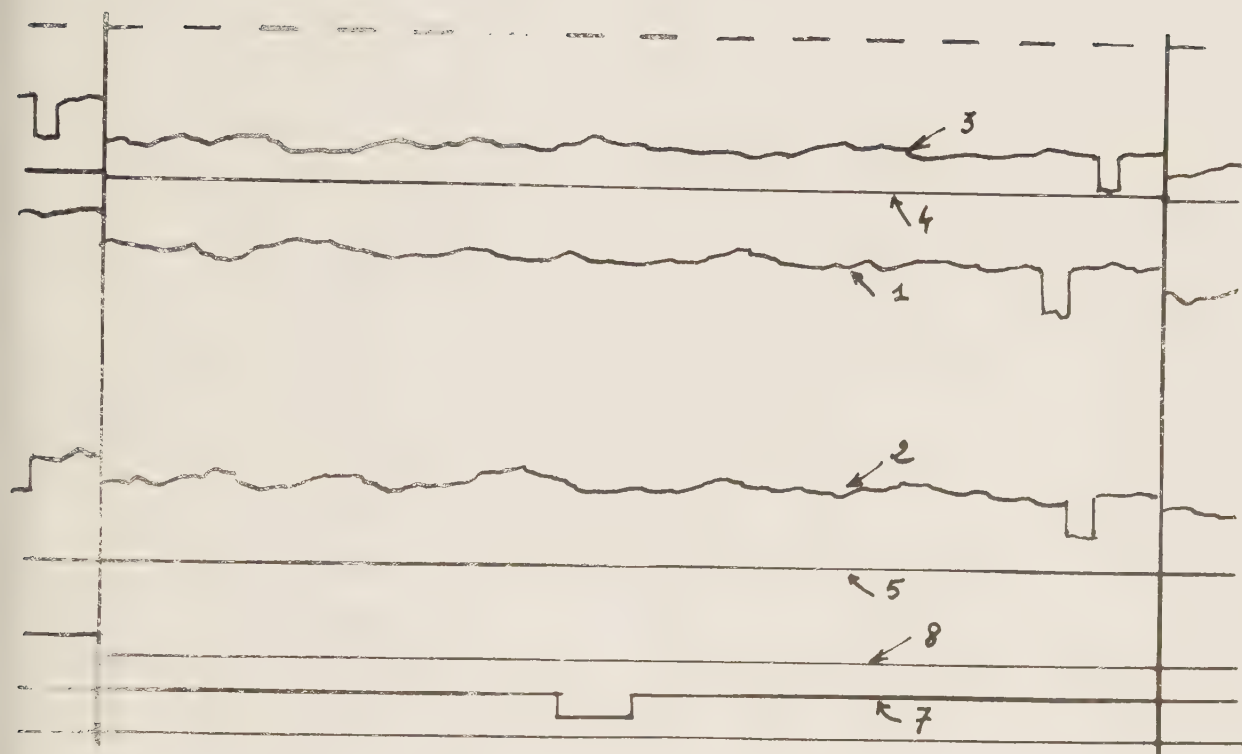
Tension sur Galva. $+0,5^v$
 Déviation Spot $28,4 \text{ mm}$
 Temperature $+9^{\circ}2$

Figure III 15

- 4,5
10

0
40

+ 0,5 Tension sur Galva Volt
50 Déviation Spot mm.



- Figure III. 14 -

- Codage des informations -

Afin de repérer les différents signaux de radiométrie, nous superposons à ceux-ci des impulsions décalées dans le temps en fonction de la sortie basse fréquence considérée (traces 1.2.3. de la figure III.14).

Les groupes de canaux sont repérés par une piste de codage de faible dynamique (trace 7 de la figure III.14).

La fin de la période d'étalonnage est repérée par une autre piste de codage de faible dynamique (trace 6 de la figure III.14).

La télémessure ne nécessite pas toutes ces précautions de repérage étant donné la séparation des pistes à la réception. La télémessure comprend donc cinq canaux :

- 3 signaux de radiométrie ;
- 2 mesures de température .

(Bien entendu, il faut rajouter les mesures d'exploitation : température et pression).

La télémessure utilisée est celle du centre de lancement de ballons du CNES.

III.3. CONFIGURATION GENERALE

La précision de mesure dépend en partie de la stabilité de gain des amplificateurs ; or, cette dernière dépend de la stabilité de la température de fonctionnement.

III.3.1 Climatisation

Plutôt que d'entreprendre la réalisation d'un dispositif de climatisation complexe, il nous a semblé préférable, en dépit de l'augmentation du poids, de stabiliser la température au moyen d'un mélange eau-glace à pression atmosphérique.

Le maintien de la pression est assuré par l'étanchéité de l'enceinte.

Le poids de glace nécessaire est déterminé par équivalence de la chaleur latente de fusion de la glace et l'énergie électrique dissipée pendant le temps de l'expérience. Le poids minimum de glace nécessaire (3 kg) pour une expérience d'une durée de six heures a été vérifié expérimentalement.

Une simulation du flux solaire a conduit à une consommation supplémentaire de 500 g.

Nous avons donc prévu un volume du mélange eau-glace de 8 litres. Les échanges thermiques ont bien entendu été facilités par des jonctions entre éléments de bonne conductibilité thermique.

III.3.2 Présentation

La figure III.15 indique la configuration générale du matériel.

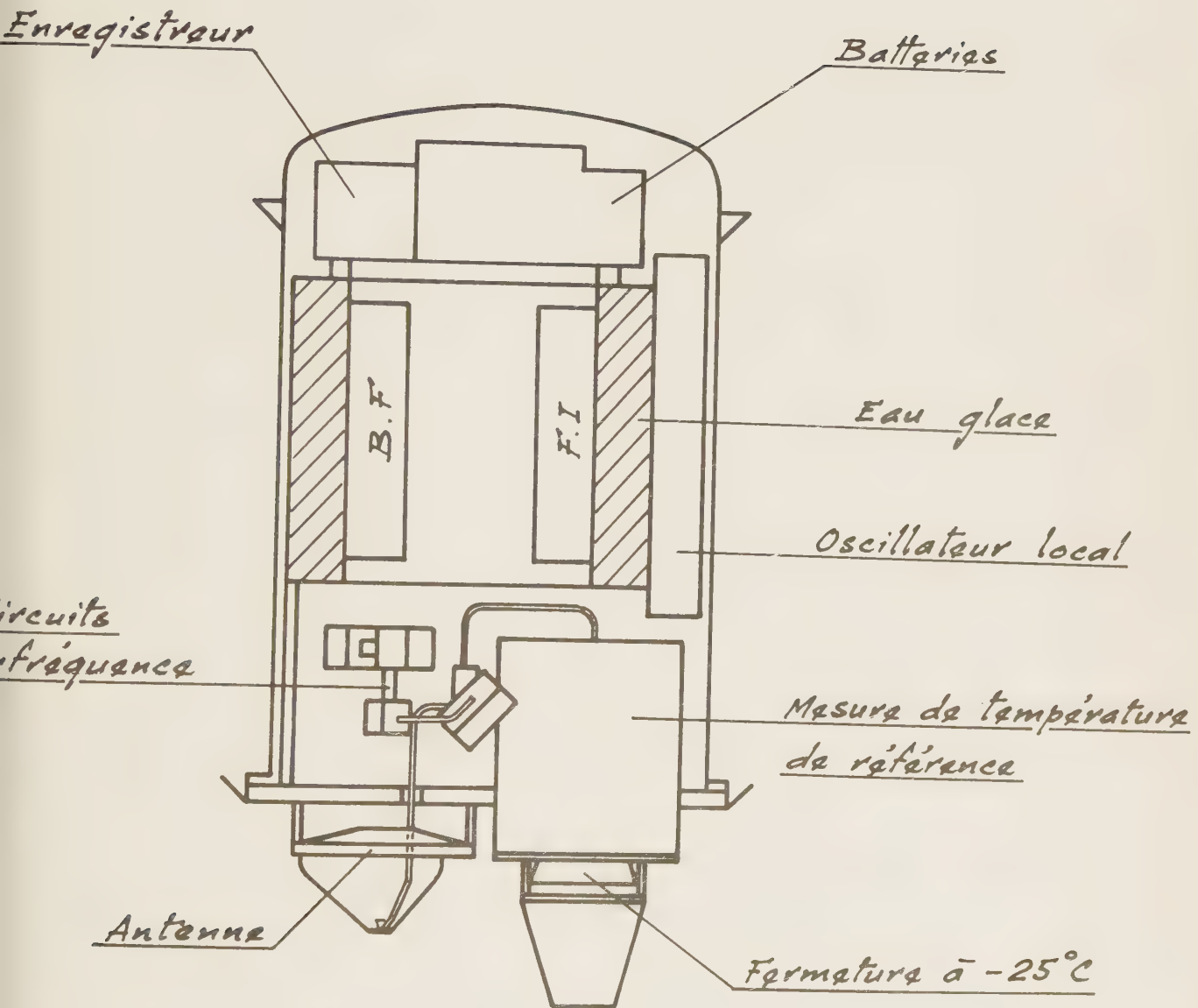
L'ensemble de l'appareil est enfermé dans une enceinte étanche, l'isolation thermique étant obtenue au moyen d'un revêtement de polystyrène expansé.

A l'intérieur de cette enceinte sont disposés :

- . les divers éléments hyperfréquences, à la partie inférieure ;
- . le récipient étanche en forme de cylindre annulaire contenant le mélange d'eau et de glace ;
- . les batteries et l'enregistreur, à la partie supérieure.

Les circuits à fréquence intermédiaire et à basse fréquence sont disposés sur la face interne du récipient contenant le mélange d'eau et de glace.

L'oscillateur local est fixé sur la face externe de ce récipient. Les échanges de calories entre les divers éléments sont assurés par conduction au moyen de jonctions métalliques.



- Figur. III. 15. -

- Configuration générale -

A l'extérieur de l'enceinte étanche et, regroupés sur la face inférieure, sont placés :

- . l'antenne ;
- . le dispositif de calorifugeage du corps noir de référence ;
- . les contacteurs manométriques.

Les divers éléments sont visibles sur les photographies (figure III.16 et III.17).

III.3.3 Répartition du poids

Le bilan de poids se décompose de la façon suivante :

- Mélange eau-glace	8, kg
- Batteries	7,5 kg
- Enregistreur	1,3 kg
- Enceinte étanche	9 kg
- Electronique et différents supports	17,
- Système amortisseur	8, kg
	50,8 kg

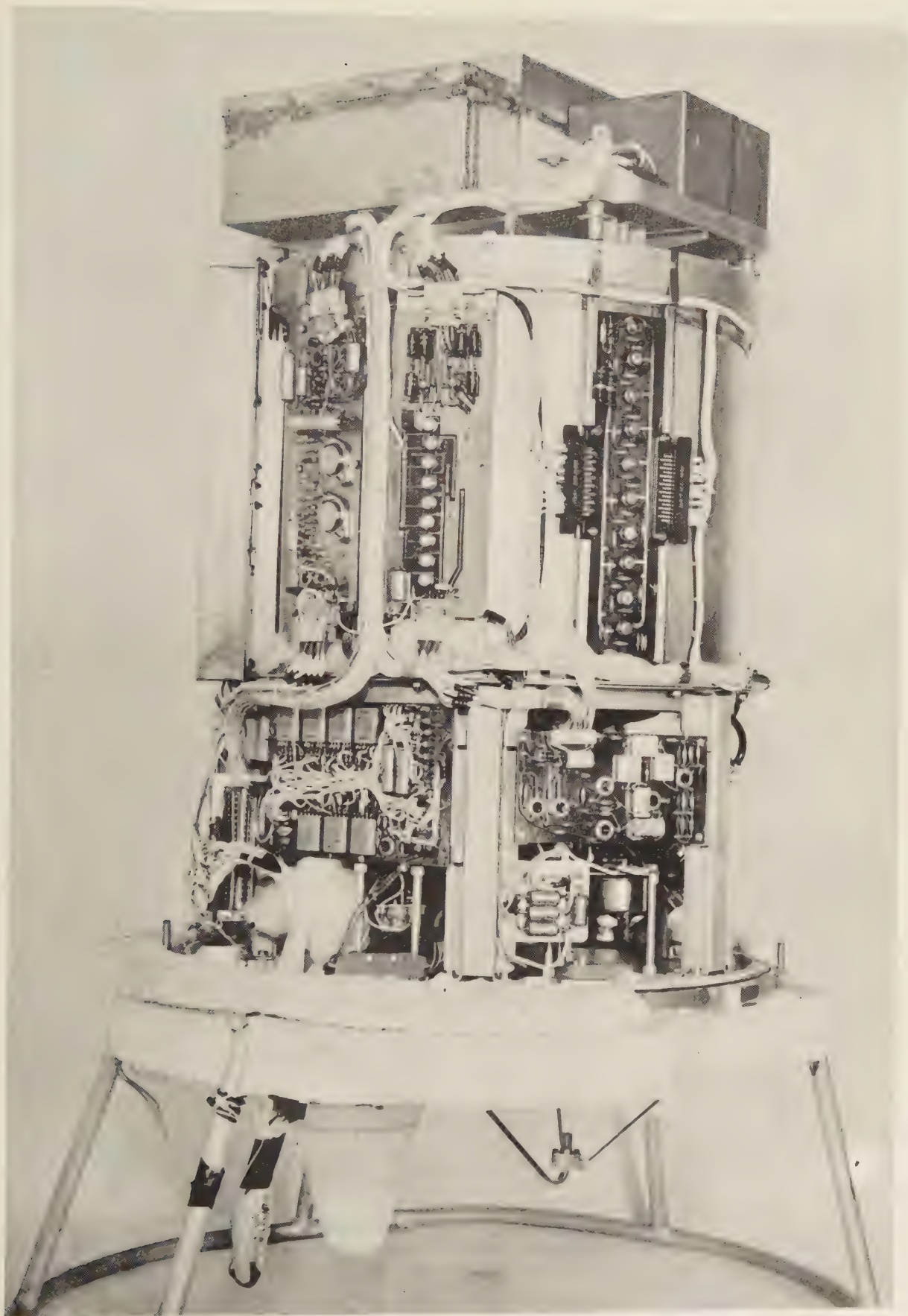
Le poids total mesuré par le C.N.E.S. était de 50,7 kg.

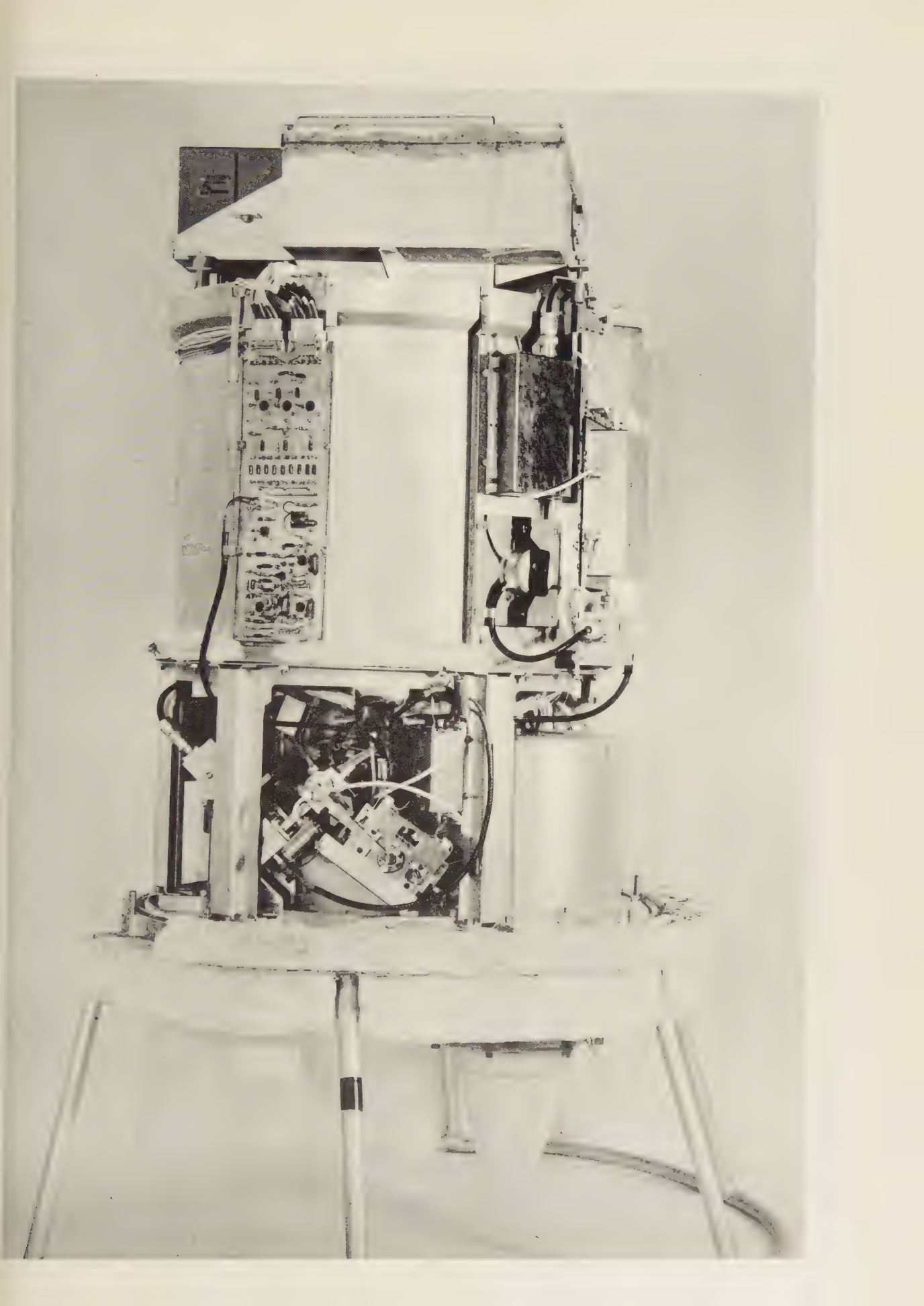
III.3.4 Système amortisseur

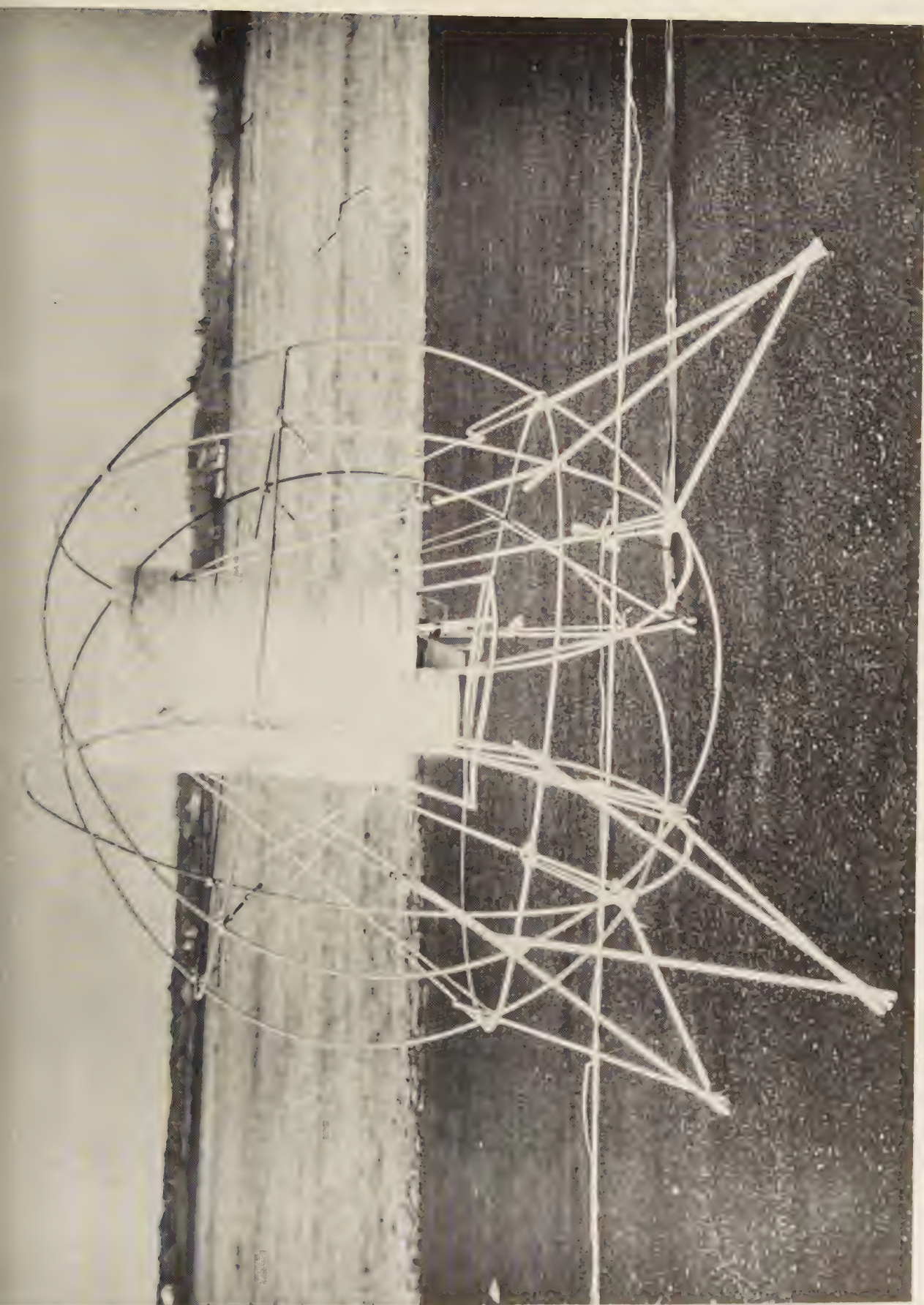
Etant donné la vitesse de chute de l'ensemble à l'arrivée au sol (de l'ordre de 5 m/s) un dispositif amortisseur a été particulièrement étudié.

La figure III.18 représente l'ensemble du matériel et de son système amortisseur juste avant un vol.

La vitesse de chute au moment de l'impact correspond à celle de la chute libre d'une hauteur de 1 mètre. L'essai a été effectué sur un sol en béton, et la décélération maximale subie par l'appareil n'excède pas 7 g.







CHAPITRE QUATRIEME

IV. MESURES ET RESULTATS

Après l'exposé de la méthode expérimentale utilisée et l'évaluation des différentes erreurs susceptibles d'altérer les mesures nous exposerons les résultats obtenus à l'issue des campagnes de mesures effectuées successivement au printemps et à l'automne 1968.

IV.I.- METHODE EXPERIMENTALE

Après l'exposé théorique de la méthode de mesure et la description technique du matériel construit nous exposerons dans ce paragraphe la méthode pratique utilisée pour accéder au résultat de la mesure.

IV.I.I Principe de la méthode

Nous assimilons l'énergie reçue à la température de brillance (voir chap. II).

La figure IV.I rappelle le schéma simplifié du récepteur ; le signal issu soit de l'antenne (T_a), soit de la source de référence (T_r) auquel se superpose le signal propre du récepteur (bruit de ce dernier : T_R) est transposé en fréquence au moyen d'un mélangeur. La somme ($T_a + T_R$) ou ($T_r + T_R$) est amplifiée en fréquence intermédiaire dans une bande B fonction du canal considéré.

Après détection quadratique et amplification le signal est filtré dans une bande b très faible ($1/300$ Hz).

Si : G est le gain de la chaîne

k est la constante de Boltzmann.

le signal après détection est une tension V .

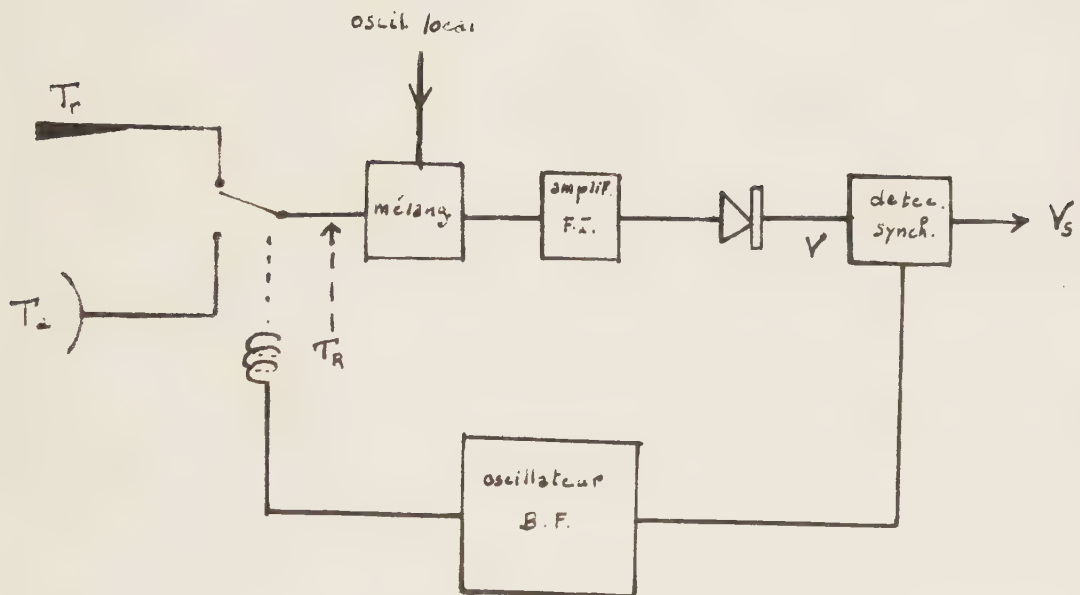


Figure IV.1.

Schéma de principe du récepteur -

Du fait de la nature aléatoire du signal capté (bruit). Cette tension de sortie est la somme de deux termes :

1/ - une tension continue $\overline{V_1} = k (T_a + T_R) B C$

ou $\overline{V_2} = k (T_r + T_R) B C$

2/ - une tension fluctuante $v(t)$ dont la valeur quadratique moyenne est donnée par :

$$\sigma = k (T_a + T_R) C \sqrt{2 b E}$$

REMARQUE :

T_r est peu différent de T_a et tous deux petits devant T_R : σ a donc la même valeur quelle que soit la position du modulateur d'entrée.

(l'erreur commise en confondant T_a et T_r est inférieure à $\frac{1}{3000}$; or σ , comme nous le verrons plus loin, est déjà une erreur ; l'approximation est donc parfaitement justifiable).

La fonction de la détection synchrone de la modulation d'entrée consiste à effectuer la soustraction $\overline{V_1} - \overline{V_2}$; donc à éliminer T_R :

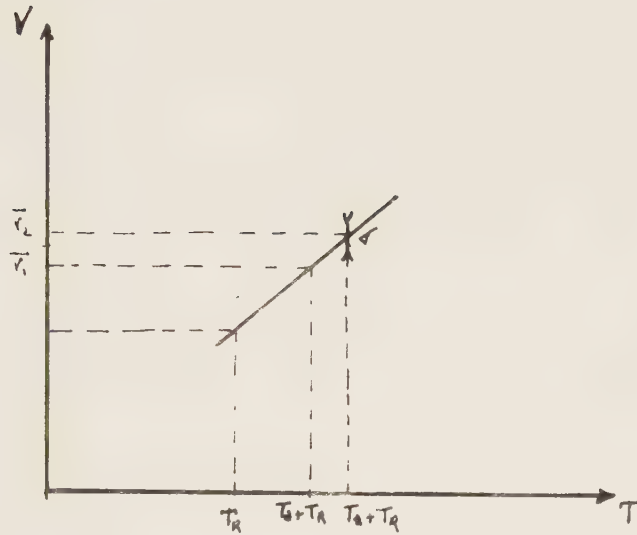
$$\overline{V_s} = k (T_a - T_r) B C$$

ainsi, lorsque $T_a = T_r$: $\overline{V_s} = 0$

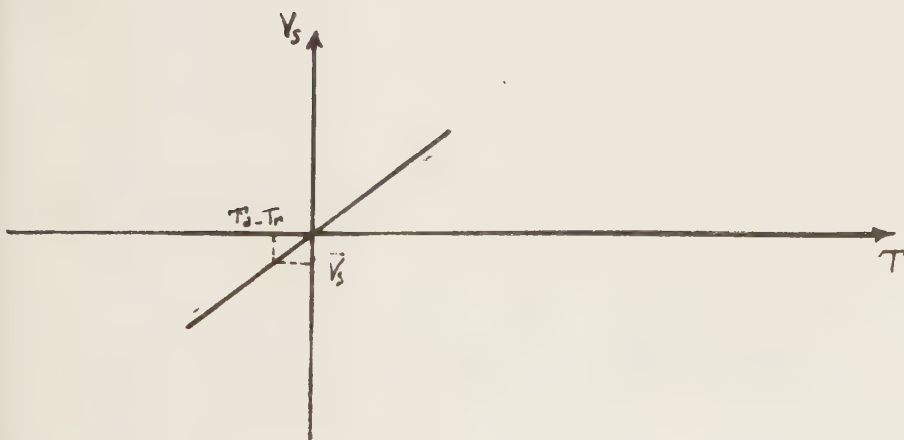
Une telle méthode permet donc de n'avoir à traiter que des signaux d'amplitudes comparables (car $T_R \gg T_a$ ou T_r). Des variations fortuites de T_R qui pourraient être du même ordre de grandeur que les signaux à mesurer n'ont ainsi pas d'influence.

Les schémas de la figure IV.2 résument graphiquement ce principe de la méthode de mesure.

Figure IV-2.



a. avant détection synchrone



b. après détection synchrone

Principe de la mesure

IV.1.2. Précision de la mesure

La précision de la mesure est fonction d'un certain nombre de paramètres dont les uns sont dus au caractère aléatoire du signal traité et les autres dépendent d'instabilités ou influences diverses purement expérimentales.

a) Linéarité

Nous avons indiqué précédemment que la variation de la tension moyenne de sortie est une fonction linéaire de l'écart de température $T_a - T_r$.

Un certain nombre d'éléments de la chaîne peuvent détériorer cette linéarité (détection, réponse des galvanomètres par exemple).

S'il n'y a pas variation dans le temps de ce paramètre, un tel état de chose ne fait que compliquer le traitement de l'information.

Les mesures effectuées afin de déterminer la réponse du récepteur font l'objet de la figure IV.3.

On remarque une détérioration de la fonction linéaire lorsque $T_a - T_r$ est supérieure à $\pm 80^\circ$. Ce phénomène est dû à la saturation de certains éléments de la chaîne et en particulier du système de détection synchrone.

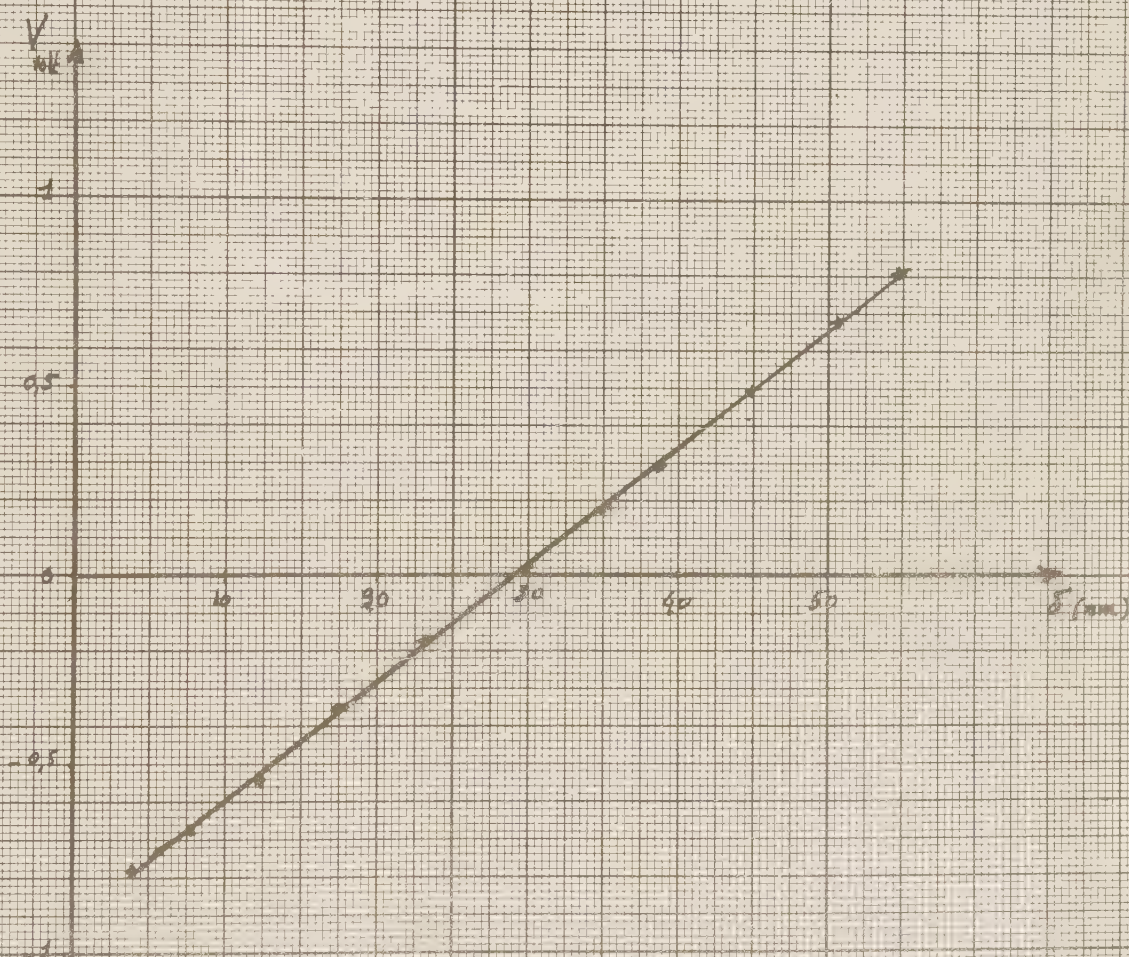
Les valeurs maximales de cet écart de température à mesurer étant dans tous les cas inférieurs à $\pm 50^\circ$, ce phénomène de saturation ne perturbe en rien la mesure.

REMARQUE :

Lors de l'établissement de la courbe de la figure IV.3 les erreurs expérimentales sont négligeables : en effet le temps de mesure est très grand et la valeur moyenne de la tension de sortie est alors obtenue avec une erreur du même ordre que l'erreur de lecture. Les températures sont mesurées au moyen de thermocouples dont la précision est meilleure que le dixième de degré. Enfin, chaque mesure a été effectuée à plusieurs reprises.

Figure IV 4.

Réponse du galvanomètre ($m \pm 56.209$).



La figure IV.4, indique la réponse des galvanomètres à une tension délivrée dans les mêmes conditions d'impédance que celle de sortie du récepteur.

Enfin nous nous sommes assuré qu'il n'y avait pas détérioration forfuite à long terme de ces courbes relevées.

A cet effet, pour chaque point, une mesure de plusieurs heures a été effectuée ; les variations des résultats sont négligeables. Maintenir constantes les températures des corps noirs générateurs de signaux constitue la difficulté essentielle de réalisation d'une telle mesure ; l'erreur alors commise est de l'ordre de quelques degrés.

b) Sensibilité

Nous entendons ici par sensibilité, l'écart minimal de température discernable en raison du caractère aléatoire du signal.

La valeur moyenne d'un signal fluctuant ne peut être parfaitement déterminée que si le temps de mesure est infiniment grand. Or tel n'est pas le cas.

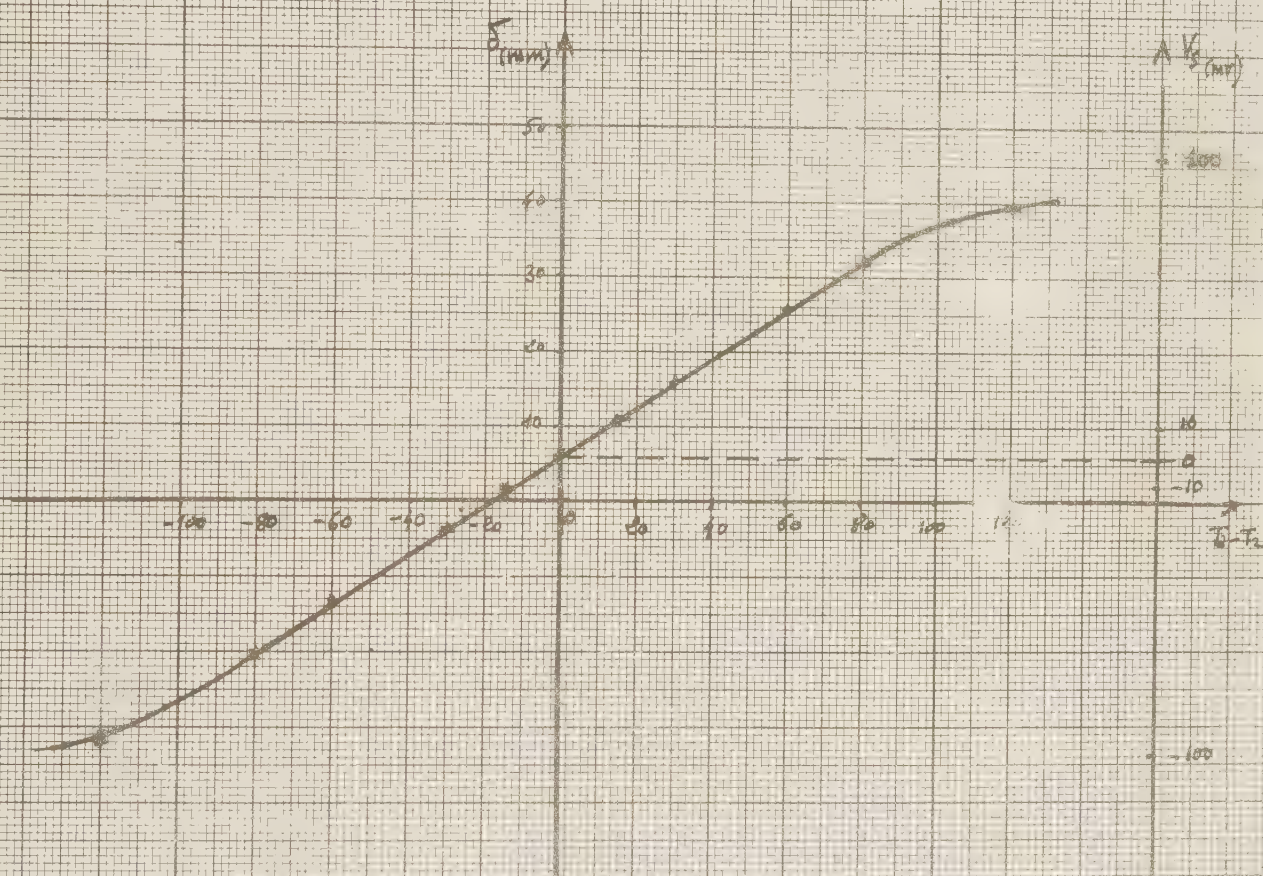
Les considérations de sensibilité d'un radiomètre soulèvent toujours un certain nombre de controverses. Le plus souvent on associe l'écart minimum de température discernable à la variance du bruit reçu (σ^2). Or ceci est purement théorique.

Il nous semble indispensable de définir la sensibilité d'un radiomètre à partir de résultats expérimentaux ; c'est pourquoi nous utilisons la notion de signal tangentiel.

Une variation de température de la source fait varier le niveau moyen de réception. Le signal tangentiel est la variation de température qu'il faut faire subir à la source pour que la variation du niveau moyen de sortie soit égale à l'amplitude des fluctuations.

Figure IV.3.

Linéarité de l'appareil



La figure IV.5 décrit cet état de chose.

Il est bien entendu nécessaire d'effectuer cette mesure pendant un temps dont la valeur est grande devant la constante de temps.

En désignant par ΔT_{th} cet écart minimal de température discernable on obtient à partir des relations écrites en IV.I.I. :

$$\Delta T_{th} = (T_a + T_R) \sqrt{\frac{2t}{R}}$$

En réalité, la mesure réelle n'ayant pas lieu durant un temps infini, il est nécessaire d'introduire un coefficient multiplicateur K :

$$\Delta T = K(T_a + T_R) \sqrt{\frac{2t}{R}}$$

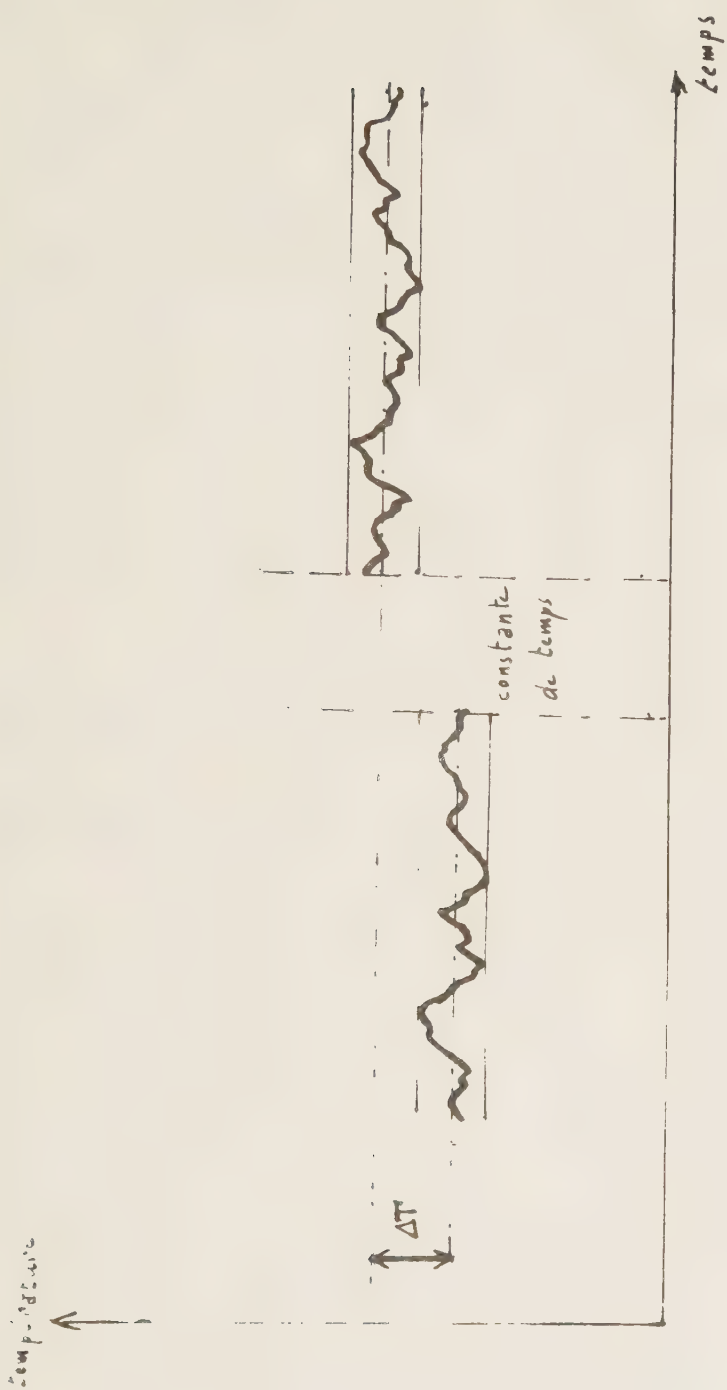
La principale difficulté consiste alors à évaluer correctement le coefficient K. [62, 63, 64, 65] .

La valeur de ΔT ainsi obtenue correspond au signal tangentiel expérimental défini plus haut dans plus de 90% des cas lorsque l'on prend $K = 8$.

REMARQUE :

Le pourcentage de temps de 90% correspond à un résultat mathématique de calcul statistique ; il n'est cependant absolument pas limitatif dans la réalité expérimentale.

On suppose en effet, dans le calcul mathématique qu'aucune limite n'est introduite ; les phénomènes de saturation en introduisent bien entendu. En outre, la mesure étant effectuée pendant un certain temps, le lissage de la courbe expérimentale obtenue permet de s'affranchir de ces cas extrêmes.



- Figure IV - 5 -

. Détermination expérimentale de ΔT .

La figure IV.6 est une reproduction de la bande obtenue lors de ces mesures.

Le tableau ci-après résume les sensibilités prévues et mesurées.

Canal (MHz)	10	15	25	40	50	75	110	150	200
B (MHz)	5	5	10	10	10	20	20	30	30
T (° C)	4	4,2	3	3,2	3	2,2	2,2	1,5	1,8
T prévu	4,5	4,5	3,2	3,2	3,2	2,2	2,2	1,8	1,8

Nous allons maintenant envisager toutes les erreurs susceptibles de se produire, les déterminer et les comparer à la sensibilité ΔT inhérente aux caractéristiques du signal traité.

Remarque sur l'influence des cristaux mélangeurs

L'origine essentielle des fluctuations est due à la température de bruit du récepteur : $T_R \approx 15.000^\circ \text{C}$. Les pertes de conversion d'une part, le coefficient de température de bruit d'autre part, sont à l'origine de ce bruit [66]. La combinaison de ces deux facteurs est telle que T_R , et par suite la sensibilité, n'est pas indépendante de la polarisation appliquée.

Pour polariser au mieux les cristaux mélangeurs, on trace (figure IV.7) expérimentalement la variation de la sensibilité en fonction du courant de polarisation.

Enfin les caractéristiques de ces cristaux varient d'un élément à un autre, aussi avons-nous effectué un tri parmi plusieurs pour obtenir les meilleurs résultats.

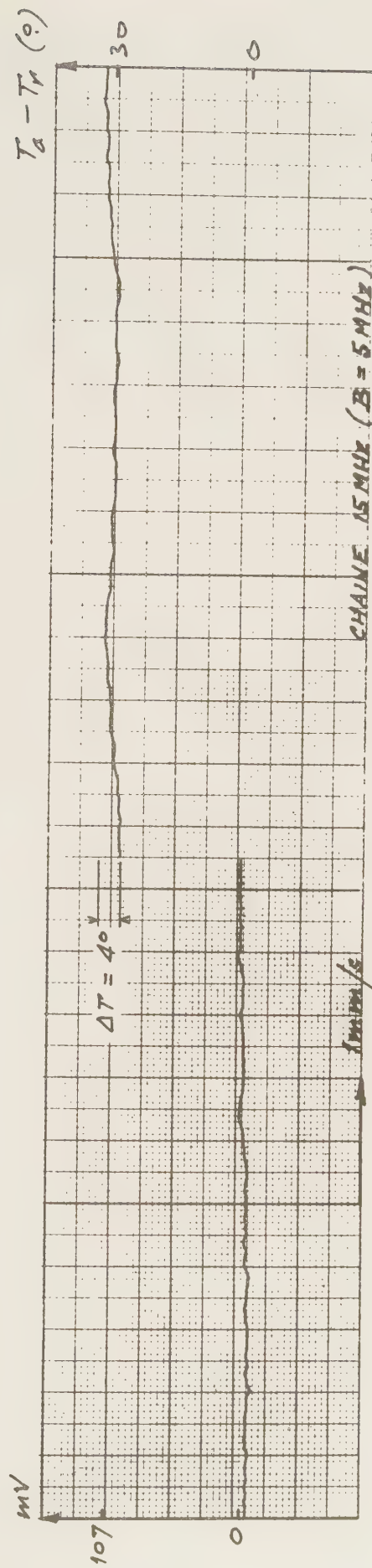
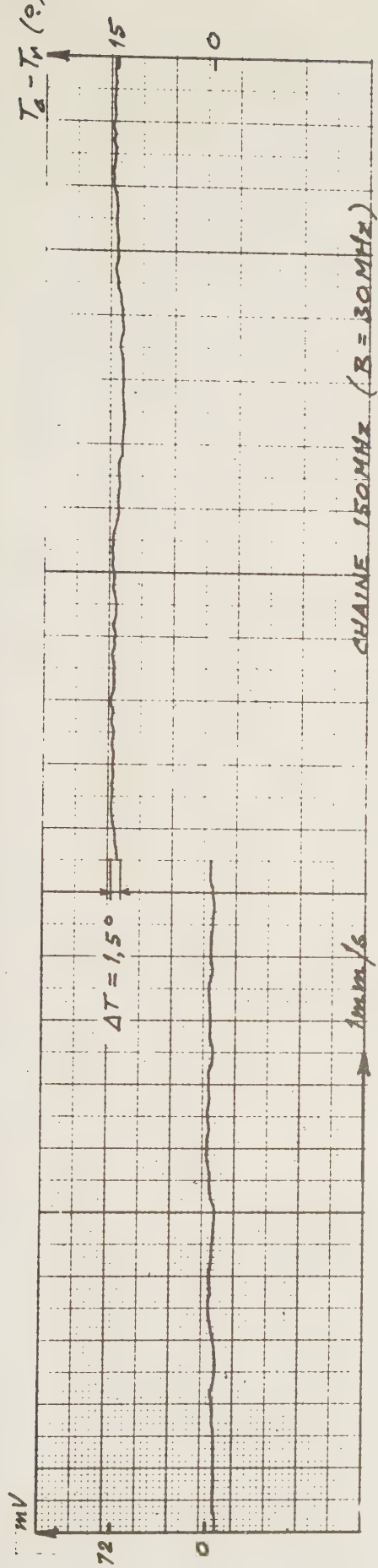


FIG. IV 6 - Mesures de ΔT



Figure II.7.

Influence de la polarisation des
cristaux mélanges

c) Erreurs

Nous avons déjà envisagé la détérioration de la linéarité, mais il peut en outre se faire que la réponse du récepteur varie (modification du produit CB, facteur de proportionnalité entre $T_a - T_r$ et $\bar{V}_G$). Nous envisagerons cette éventualité sous l'expression "variation du gain".

Nous avons vu que la tension de sortie est proportionnelle au gain global de l'appareil. Par suite :

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\Delta G}{G}$$

- cristaux détecteurs

La réponse de l'appareil est une fonction dépendant des conditions de fonctionnement des cristaux détecteurs et en particulier de la puissance reçue par ceux-ci. Cependant, pour qu'il y ait modification sensible de la réponse de l'appareil il faut une variation très importante de la température d'entrée : plusieurs dizaines de milliers de degrés.

Une telle éventualité est à écarter.

- précision de l'étalonnage

Si la détermination de la réponse de l'appareil peut être effectuée avec une très grande précision en laboratoire (voir paragraphe IV.1.2a et figure IV.3), il n'en est pas nécessairement de même lorsqu'il s'agit de l'étalonnage en cours de vol. En effet, le temps d'enregistrement est alors le temps de mesure et la sensibilité de l'appareil est alors directement en cause.

En effet, les deux points de mesure correspondant à l'étalonnage sont alors entachés de la même erreur que les mesures, ce qui se traduit par une incertitude sur le gain.

Une telle erreur est bien entendu relative et il est indispensable de procéder à l'étalonnage avec des différences de température aussi importantes que possible.

La température de la source d'étalonnage étant fixe et voisine de 0° C, c'est la température de la source de référence qui est variable, la variation de cette dernière peut atteindre 45° C entre les mesures au sol et les mesures en altitude. En outre, cet étalonnage est effectué durant une grande partie de la phase ascensionnelle (tant que la pression est supérieure à 150 mb). On dispose donc d'un grand nombre de points d'étalonnage, ce qui permet une amélioration sensible de l'incertitude qui peut lui être affectée.

Le nombre de mesures par canal étant de l'ordre 5 avant le vol et de 4 au cours de l'ascension, de 1 au plafond, soit au total une dizaine de mesures.

On peut donc évaluer l'erreur commise en prenant une différence de température moyenne de 20°.

$$\left(\frac{\delta T}{T} \right)_1 \approx \frac{\Delta T}{20\sqrt{10}} \approx \frac{\Delta T}{60}$$

Soit pour le canal le plus défavorable :

$$\left(\frac{\delta T}{T} \right)_1 \approx \frac{4,2}{60} = 7,10^{-2}$$

et pour le canal le plus favorable :

$$\left(\frac{\delta T}{T} \right)_1 \approx \frac{1,5}{60} = 2,5 \cdot 10^{-2}$$

Remarque I

Il a été supposé que les températures de référence et d'étalonnage étaient parfaitement connues. En effet l'erreur maximale commise sur la mesure de celles-ci est de 0,3° C.

Remarque_II

On constate que cette incertitude peut ne pas être négligeable, aussi dans le cas de nos mesures avons-nous pris la précaution complémentaire d'effectuer un étalonnage en laboratoire avec un temps de mesure bien supérieur à celui de la constante de temps, préalablement à chaque vol (voir paragraphe IV.I.3).

- Influence de la température

Les divers composants électroniques ont habituellement des caractéristiques dépendantes de leur température de fonctionnement ; aussi l'influence de cette dernière a-t-elle fait l'objet d'un certain nombre de précautions (calorifugeage, inertie thermique) et de diverses compensations.

Les variations de la température de fonctionnement ont été provoquées à l'aide d'une étuve. L'étude a été menée entre 0° C. et 25° C. En effet, l'ensemble électronique est en contact thermique soigné avec le mélange d'eau et de glace ; ainsi la température est-elle toujours positive.

Le tableau ci-dessous résume les résultats de cette étude :

Canal FI (MHz)	10	15	25	40	50	75	110	150	200
$\frac{\Delta G}{G}$ (dB) de 0 à 25°C	0,2	0,2	-0,2	0,5	0,5	0,5	0	-0,5	-1

En outre ces variations sont linéaires en décibels.

Remarque

Cette valeur très importante explique pour quelle raison nous avons apporté un soin très particulier à la stabilisation de la température de fonctionnement. En effet, s'il n'y avait pas d'étalonnage, une variation de température de 25° C conduirait à une erreur de 7,8° pour une mesure $T_a - T_r = 30°$.

A la suite des divers essais effectués en atmosphère simulée la température des éléments sensibles a moins varié que celle du mélange eau-glace ; la variation de cette dernière est représentée sur la figure IV.8 très peu différente d'un vol à l'autre.

Les variations extrémales de la température de fonctionnement sont donc de l'ordre de 4° C. Dans ces conditions les erreurs susceptibles d'être commises sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Canal	10	15	25	30	50	75	110	150	200
$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\%}$	1	1	-1	2	2	2	0	-2	-4

Remarque :

Ces valeurs représentent une erreur systématique, donc de sens connu. Elles interviennent à titre de correction dans la mesure où aucun étalonnage n'a lieu en cours de vol. Il suffit alors d'un étalonnage préalable à une expérience et l'échelle modifiée au cours du temps en fonction de la variation de la température de fonctionnement.

- Influence des tensions d'alimentation

La source d'alimentation étant constituée de batteries il faut en premier lieu mesurer leur courbe de décharge dans les conditions correspondant au fonctionnement. Les résultats de cette mesure sont représentés sur la figure IV.9.

Après la première demi-heure on peut considérer que la tension de source est stable à mieux que :

$$\frac{\Delta V_L}{V_L} = \frac{0,1}{18,5} \approx 5,4 \cdot 10^{-3}$$

.../

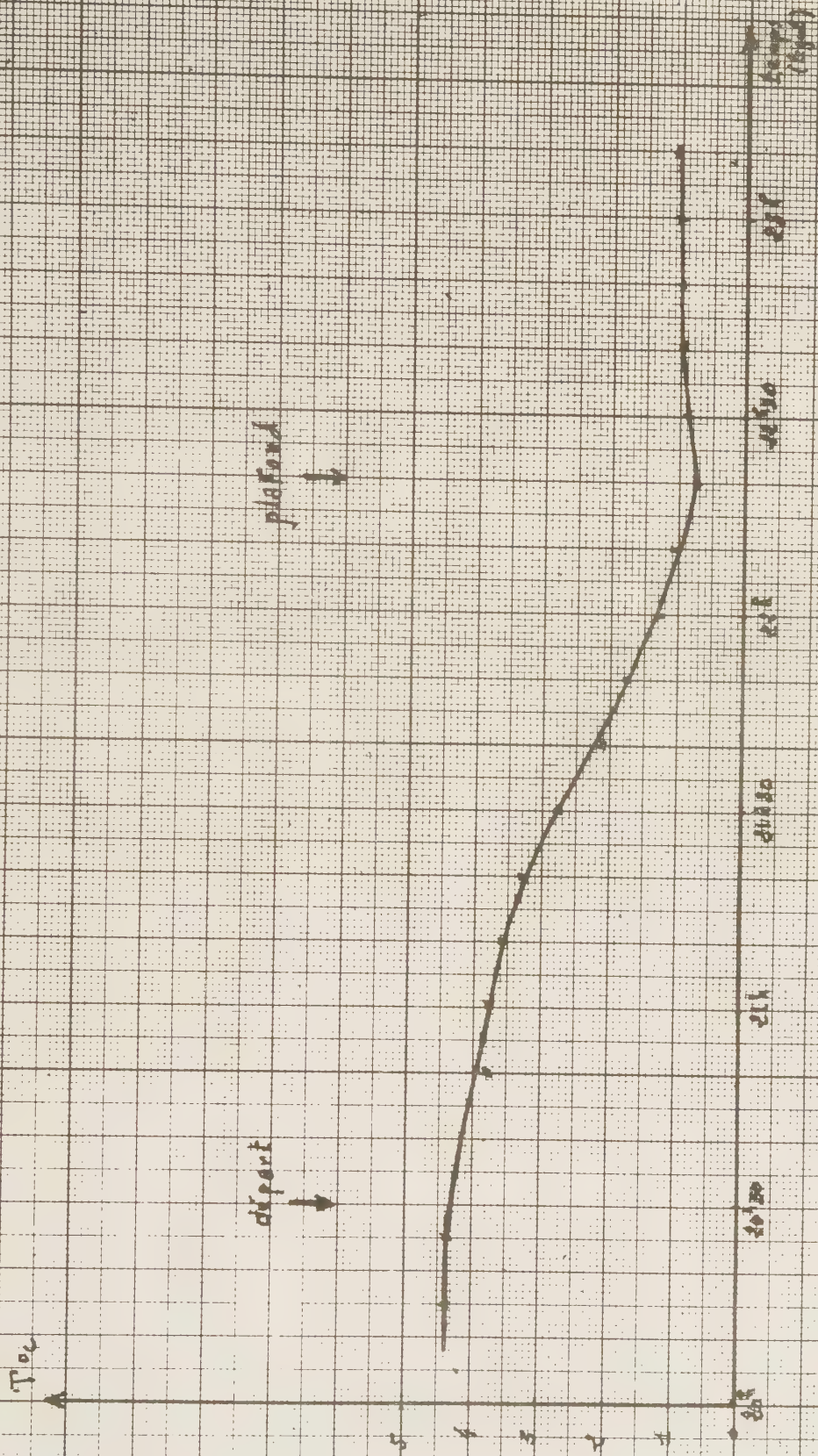


Figure IV. 8

température du milieu en gène

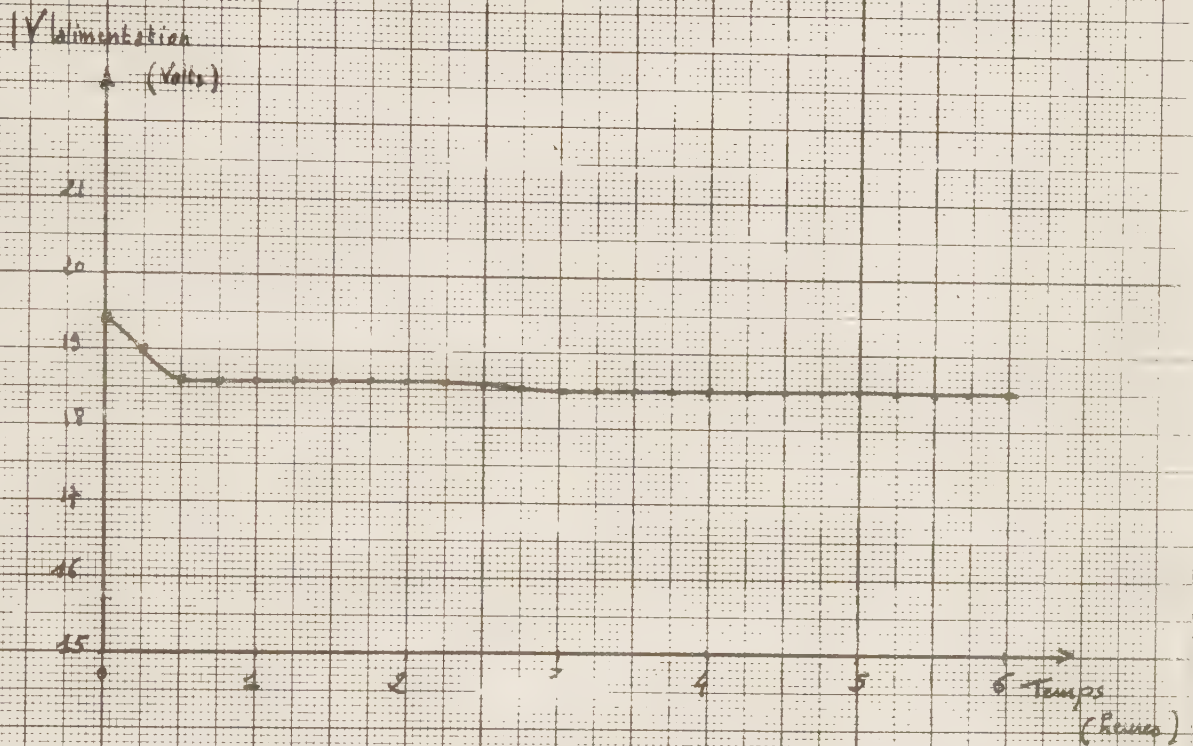


Figure IV.9

Courbe de décharge des batteries
(dans les conditions d'utilisation)

En tenant compte de la première demi-heure on obtient :

$$\frac{\Delta V_b}{V_b} = \frac{1}{18,5} < 6.10^{-2}$$

Nous avons mesuré l'influence de ces variations des tensions d'alimentation sur le gain de la chaîne complète

$$\frac{\Delta G}{G} = 2 \frac{\Delta V}{V}$$

Remarque :

Si on ne considère que l'influence sur les amplificateurs à fréquence intermédiaire, on obtient les courbes dont la figure IV.10 en représente un échantillon.

Une régulation des tensions d'alimentation a été adjointe ; cette régulation a été mesurée de $3 \cdot 10^{-2}$ (ceci compte non tenu de diodes Zener incorporées à certains circuits).

En résumé :

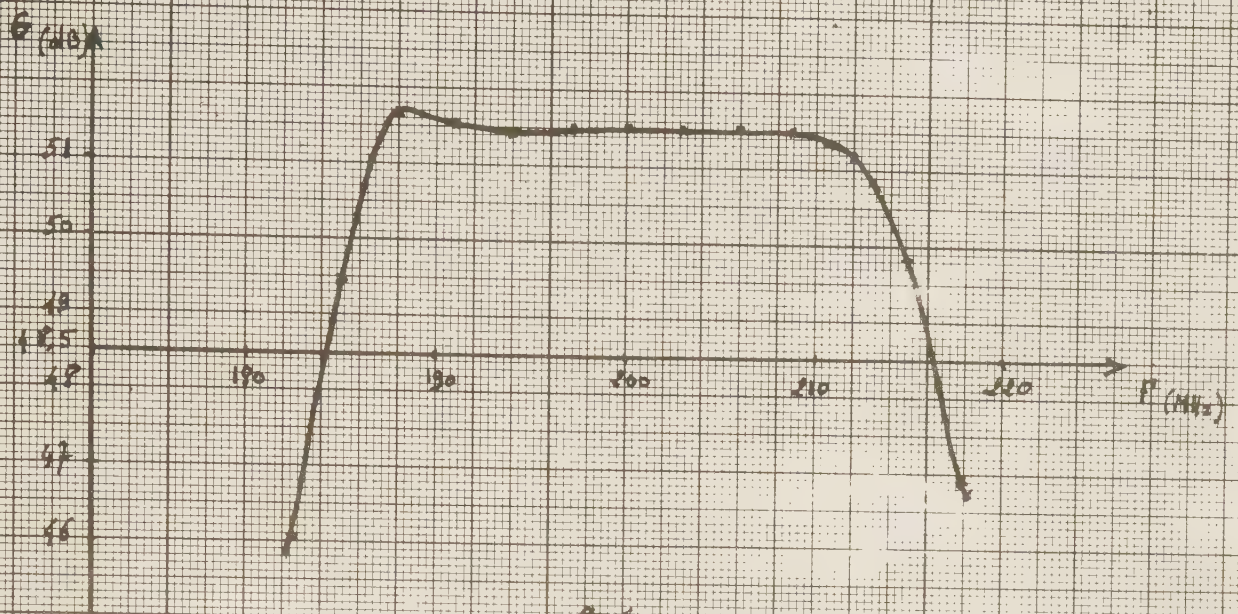
$$\left(\frac{\Delta T}{T} \right)_3 = 2 \frac{\Delta V}{V} < 2.3 \cdot 10^{-2}, 6 \cdot 10^{-2}$$

c'est-à-dire :

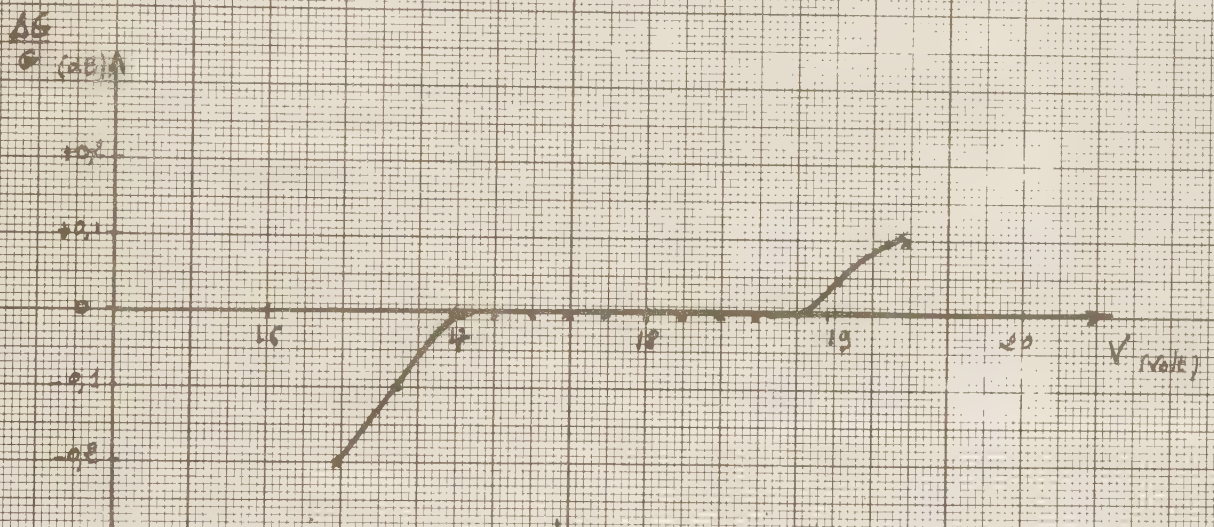
$$\left(\frac{\Delta T}{T} \right)_3 < 3,6 \cdot 10^{-3}$$

Note :

Bien entendu la source d'alimentation propre aux éléments électromécaniques (commutateurs - enregistreur) est autonome. Ainsi, la décharge des alimentations, relatives aux circuits électroniques, n'ont-elles pas à supporter des appels de courant de forte valeur.



a



b

Figure II 10.

a. Bande passante d'un amplificateur FI

b. Variations du gain en fonction de l'insertion

Résumé des principales causes d'erreur et d'incertitude

Le tableau ci-dessous résume les diverses incertitudes et erreurs exposées ci-dessus. La sensibilité étant exprimée en erreur absolue il convient d'utiliser la même notion pour les erreurs. Nous avons pris les cas les plus défavorables et une température ($T_a - T_r$) mesurée de 30°..

ΔT Sensibilité	$(\delta T)_1$	$(\delta T)_2$	$(\delta T)_3$
1,5 à 4,2° C	0,75	1,2 (systématique)	0,1

Ainsi la précision avec laquelle est effectuée chaque mesure peut être considérée comme égale à celle de la sensibilité.

IV.1.3. - Traitement de l'information

L'information est une tension dont la valeur moyenne est proportionnelle à la température mesurée ($T_a - T_r$). A cette valeur moyenne sont superposées des fluctuations dues à la nature aléatoire du bruit du récepteur. La tension résultante est appliquée à un galvanomètre enregistreur, soit directement (enregistrement de bord), soit par l'intermédiaire de la télémesure.

a) réglages préalables

Avant chaque vol sont répétés, en laboratoire, les mesures de la sensibilité et l'étalonnage de l'appareil, après que les divers gains aient été réglés pour obtenir la dynamique correcte. Ces mesures sont effectuées en portant la température des corps noirs de référence et d'étalonnage à des valeurs connues.

Le tableau ci-dessous est la reproduction de tels réglages (cas du vol du I.2.I968) - Rappelons que la sortie télémessure doit être comprise entre -5V et 0 - .

Canal MF (MHz)	Etalonnage mV/°C	Zéro du radio- mètre sortie télémessure (V)	Extrêmes pour une dynamique de + 30° C	
10	56	- 2,55	- 4,25	- 0,85
15	65	- 2,25	- 4,20	- 0,30
25	75	- 2,1	- 4,35	+ 0,15
40	70	- 2,65	- 4,75	- 0,55
50	60	- 2,55	- 4,35	- 0,75
75	66	- 2,55	- 4,55	- 0,55
110	73	- 2,8	- 5	- 0,6
150	69	- 2,25	- 4,30	- 0,20
200	59	- 2,1	- 3,9	- 0,30

En outre les tensions de sortie destinées à l'enregistreur ont été réglées de sorte que la dynamique de $\pm 30^{\circ}$ C corresponde à l'échelle couverte par le spot lumineux des galvanomètres.

On dispose donc avant le vol pour chaque canal d'un étalonnage et d'une mesure de sensibilité (respectivement représentés par la valeur moyenne et l'amplitude des fluctuations de la tension de sortie).

La figure IV.II est la représentation graphique de ces mesures préalables au vol du 5.I2.68. Ces mesures sont répétées un certain nombre de fois (de 4 à 10 suivant le temps disponible avant le vol considéré).

Ces résultats sont obtenus au moyen d'un voltmètre à très haute impédance et correspondent aux tensions réellement appliquées aux galvanomètres. Le réglage de zéro des spots est effectué simultanément et la figure IV.I2 est la reproduction de la bande d'enregistrement obtenue à l'issue de ces réglages lors du même vol.

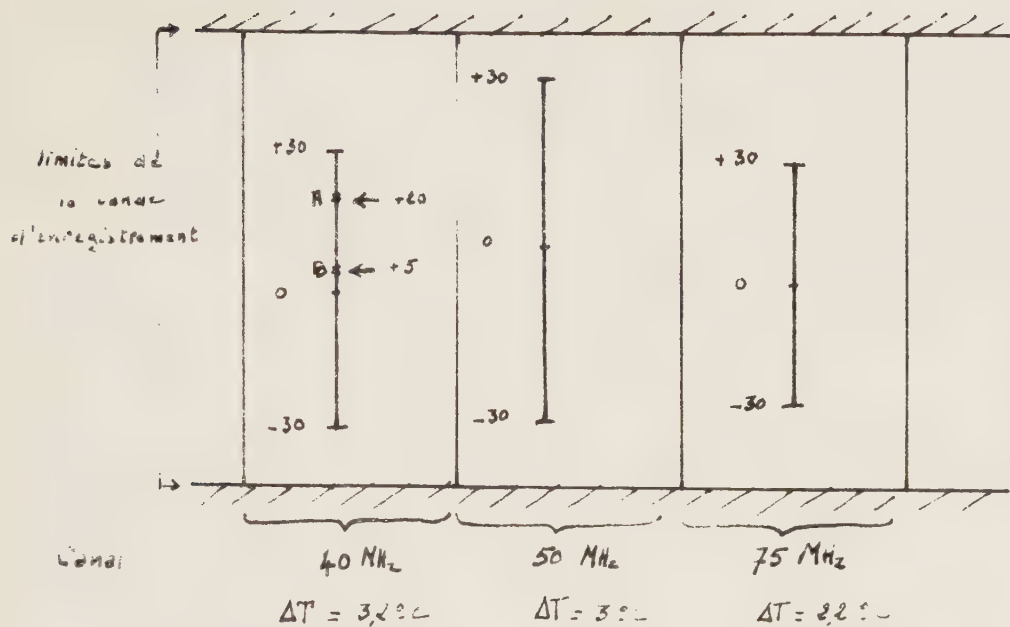
$$T_2 - T_v = 20^{\circ} \text{ C pour le point A}$$

$$T_2 - T_v = 5^{\circ} \text{ C pour le point B}$$

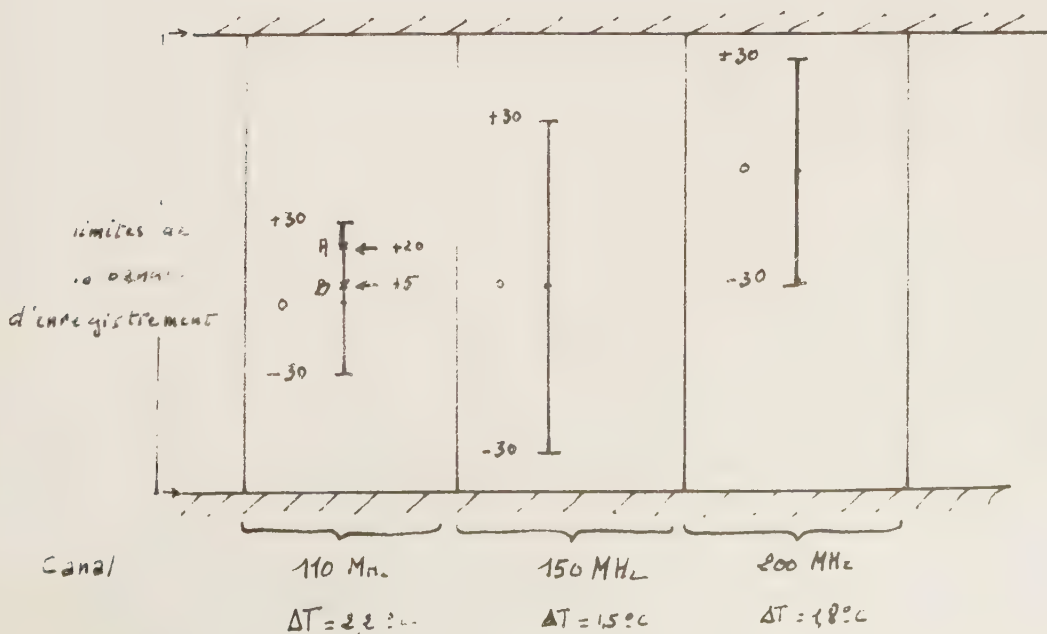
Figure IV.11.

Etalement et mesure de sensibilité

avant le sol



(les points repérés par des flèches correspondent aux mesures représentées Figure IV.12.)



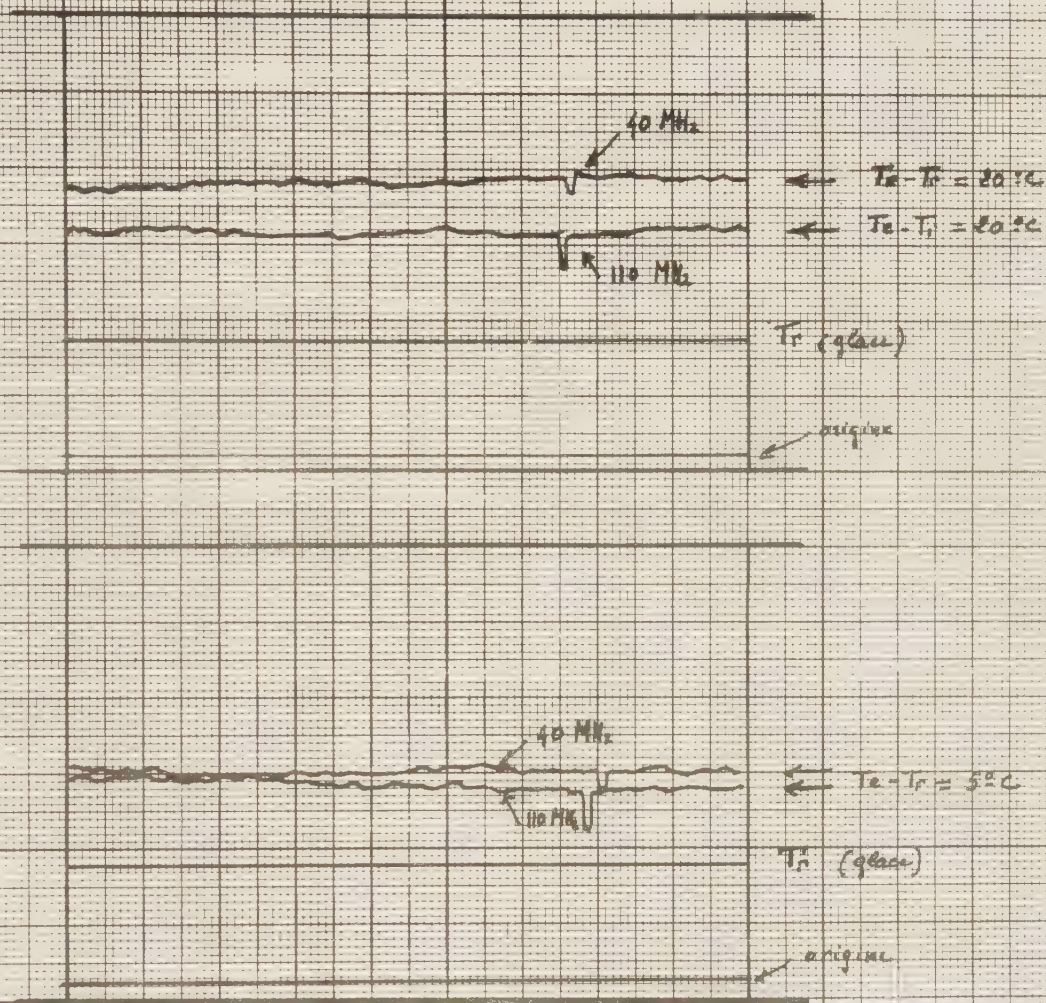


Figure N° 12.

Points de mesure relatifs à la période
d'étalonnage au sol

(vol du 5.12.68)

Ainsi, l'espace figurant sur la bande d'enregistrement est-il assorti d'une échelle de température propre à chaque canal, telle que celles représentées figure IV.II.

Remarque I -

Cet étalonnage au sol est complété par une mesure complémentaire en vol.

Enfin, la détermination de la température apparente assurée par l'appareil est déduite de la mesure de la température de référence, puisque :

$$T_a - T_r = T_{mesurée}$$

Remarque II -

Le déplacement du spot des galvanomètres est nettement inférieur à la valeur maximale susceptible de lui être donnée. En effet dans le cas du vol utilisé pour ces explications nous nous sommes particulièrement intéressé à la phase ascensionnelle. Il aurait alors pu se faire que la différence $T_a - T_r$ soit par moment trop importante. En conséquence nous avons augmenté la dynamique de l'appareil.

Il faut d'ailleurs noter que la précision de lecture est encore, même dans ce cas, bien supérieure aux fluctuations du signal.

IV.2. - RESULTATS DES MESURES

IV.2.1. Mesures préalables

Il a déjà été fait mention des vols simulés lors de l'étude de la linéarité et des variations possibles de gain. Cependant un certain nombre d'essais complémentaires ont été effectués. En effet, il nous a fallu vérifier, outre le bon fonctionnement de l'appareil, la partie du programme relative à la température de la source de référence.

L'appareil a donc été placé dans une étuve permettant de reproduire les conditions réelles de fonctionnement.

Des thermocouples permettaient de mesurer les températures de la source de référence, du thermostat commandant la fermeture et la température ambiante. Le cycle de variation de pression effectué est représenté sur la figure IV.13. La figure IV.14 indique les variations des températures mesurées. On constate en particulier que thermostat et corps noir sont à des températures très voisines, supérieures à celle de la température ambiante ; ce que nous avons attribué (à tort d'ailleurs comme nous le verrons par la suite), à la position du thermocouple de mesure de l'ambiante. La fermeture intervient lorsque la température du thermostat est de -20°C . Nous avons néanmoins laissé ce réglage, ayant constaté que la température du corps noir de référence continuait à diminuer quelques temps après la fermeture.

Enfin, nous avons vérifié l'étanchéité de l'enceinte. A cet effet, une surpression interne de 1 atmosphère a été provoquée. Au terme de 48 heures cette pression intérieure n'a guère diminué de plus de 40 millibars.

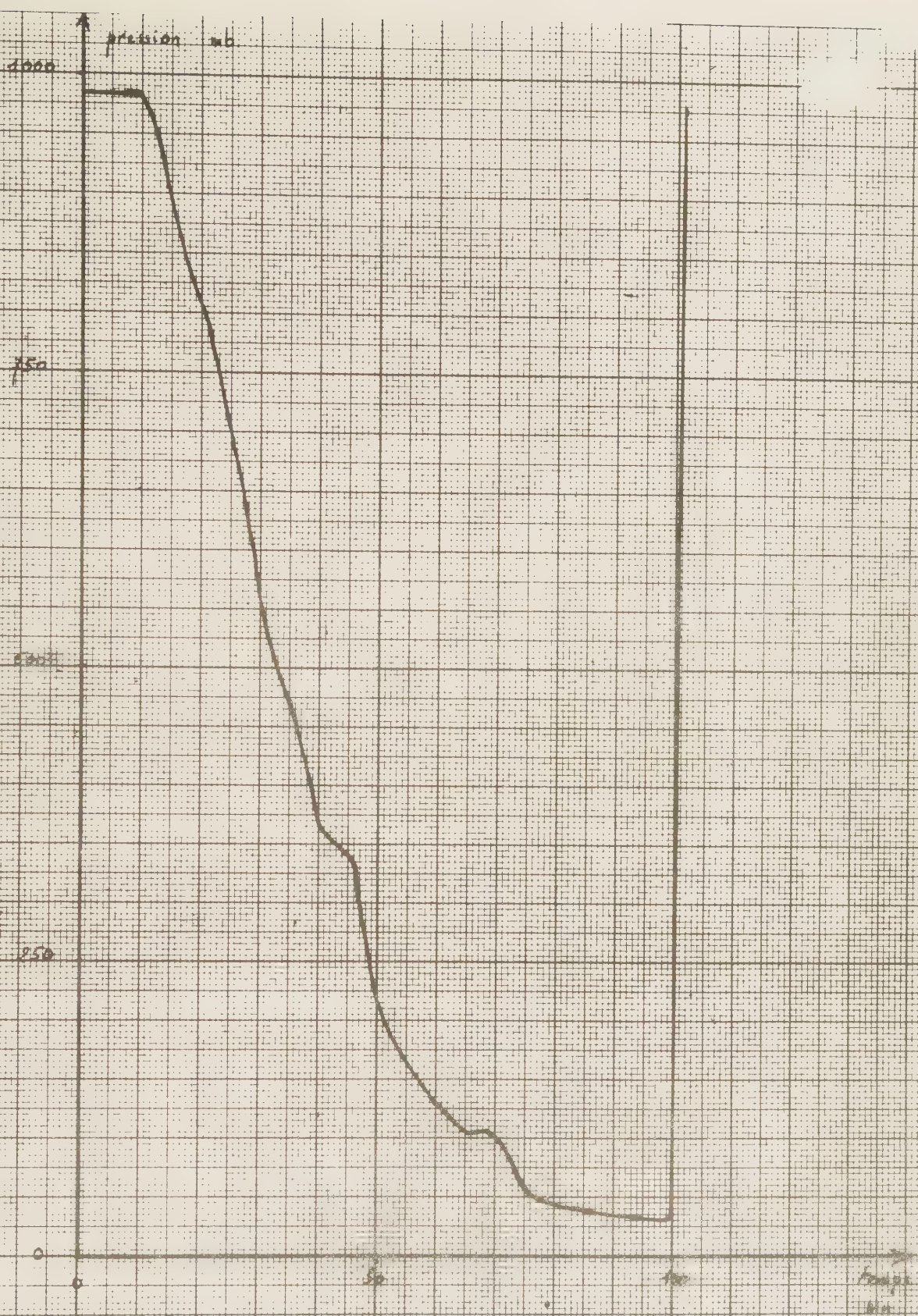


Figure IV.15

Cycle de variation de pression.

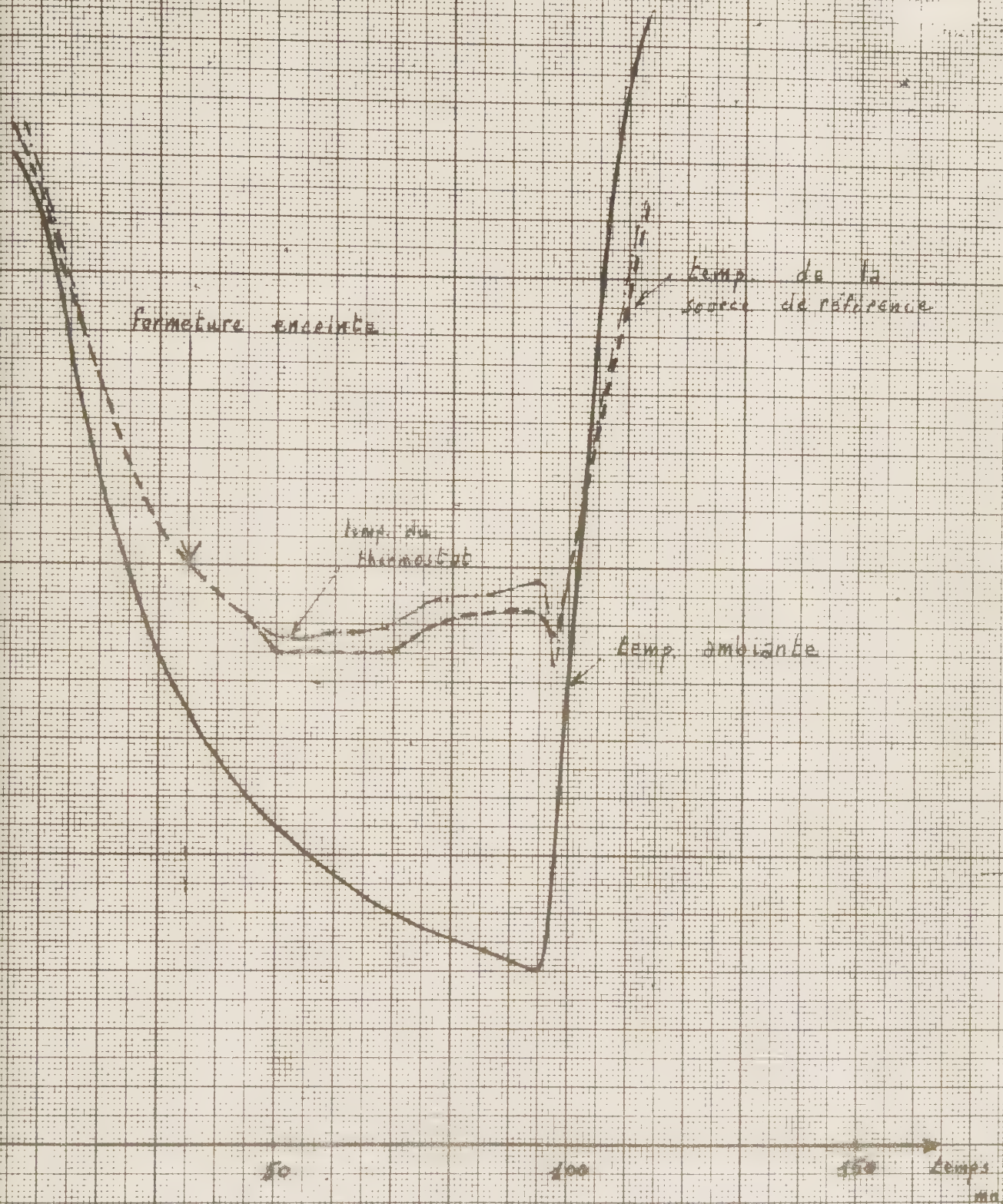


Figure IV 14

variations de températures

IV.2.2. Première campagne de mesure

Etant donné la multiplicité des opérations à effectuer avant le lancement du ballon, nous avons établi un "compte à rebours" dont le déroulement est représenté ci-après :

- H - 140 : Remplissage de glace
Chargement de l'enregistreur
(fonctionnement sur alimentation extérieure).
- H - 95 : Mise en place du joint d'étanchéité
- H - 90 : Branchement des batteries
- H - 85 : Finition du remplissage de glace
- H - 75 : Fixation des batteries et de l'enregistreur
Mesure de la température ambiante
- H - 70 : Branchement des détonnateurs de la protection d'antenne.
- H - 65 : Fermeture de l'enceinte étanche
- H - 45 : Transport sur l'aire d'envol et vérification de la suspension de l'appareil.

- Vol technique (I.2.68)

Malgré les simulations de vols de ballons en étuve, il nous a semblé judicieux d'effectuer un vol permettant de juger du comportement du matériel dans les conditions normales d'utilisation de l'appareil. En effet, lors des essais en étuve il n'était pas possible d'effectuer les essais du programme complet. L'explosion des détonnateurs libérant la protection d'antenne ne pouvait être effectuée. En outre, les risques de brouillage des canaux de mesure par les émissions de la télémessure et des radiosondages simultanés bien qu'effectués en partie en laboratoire devaient être étudiés avec les puissances réelles d'émission et la disposition réelle des divers éléments au cours du vol.

Ce vol que l'on peut qualifier de technique, a eu lieu le premier février à 21 heures TU. Deux radio-sondages météorologiques ont été effectués le même jour, l'un à 22 heures TU, l'autre à 23 heures TU. Le matériel a été récupéré à 20 km à l'est de Toulouse

- Fonctionnement du programme

Malgré de nombreux essais préalables le fonctionnement du programme a présenté une déficience. En effet, une connection défectueuse au niveau du contacteur manométrique à 150 mb a entraîné des perturbations dans le programme. En conséquence, les détonateurs n'ont pas été mis à feu. La protection de l'antenne demeurant en place entraîne des pertes supplémentaires de l'ordre de 0,5 dB ce qui détériore légèrement la sensibilité. En outre, l'appareil est ainsi resté en position d'étalonnage pendant toute la durée du vol, ce qui a permis la vérification de la qualité de l'étalonnage en cours de vol.

- Variations de la température de la source de référence

Les variations de la température de la source de référence sont représentées sur la figure (IV.15). On constate un réchauffement rapide après la fermeture de l'enceinte contenant cette source. Ce réchauffement apparaît alors que la température ambiante continue à décroître. Ce phénomène est vraisemblablement dû à un processus de dégazage du polystyrène constituant cette enceinte. En effet, la pression ambiante continue à décroître et l'air encore chaud contenu dans le polystyrène vient échauffer par convection la charge de référence.

En outre, le fonctionnement du thermostat semble avoir eu lieu à -19° C. La température de stabilisation a été supérieure à celle qui était prévue. La température de stabilisation était alors voisine de -11° C. Au cours de la descente le refroidissement constaté est vraisemblablement dû à la variation très rapide de la pression.

- Etude de brouillages

Rappelons que des essais de laboratoire avaient été effectués au préalable (voir chapitre III). Les éléments de la "grappe" ont été disposés normalement, dans l'ordre suivant, à partir du ballon : détonateur de descente, (doublé de la télécommande de descente), parachute, réflecteurs radar, balise, télémessure, appareillage scientifique.

Température
en °C

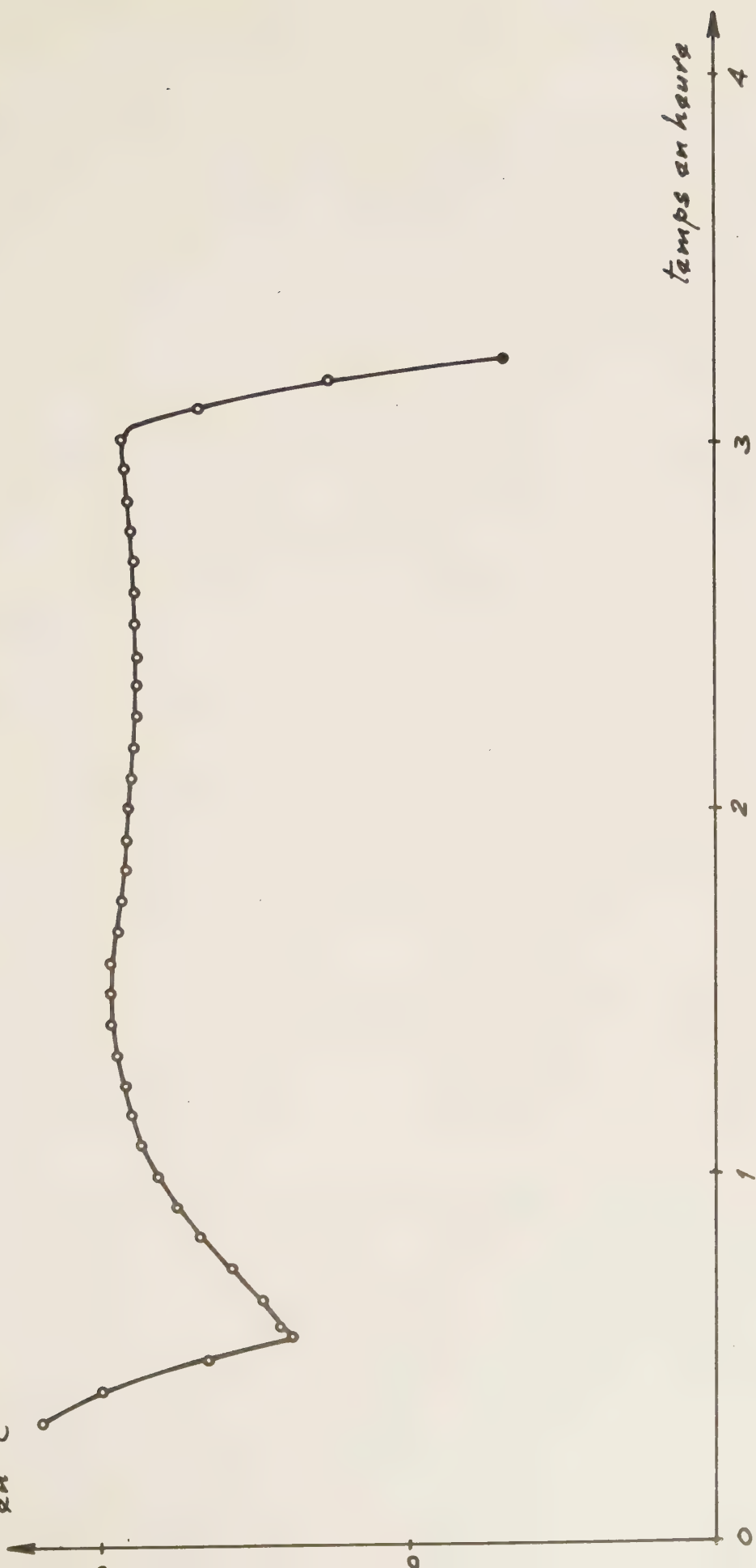


Figure IV 15

Evolution de la température de la source de référence

Dans cette disposition le câble de jonction de l'appareillage à la télémessure est alors dans le lobe de l'antenne de cette dernière. Nous avons alors effectivement constaté un brouillage du canal à fréquence intermédiaire 150 MHz. Ce brouillage s'est traduit par la superposition au signal radiométrique d'une composante aléatoire. La valeur de cette composante était fonction de la disposition relative du câble de liaison et de l'antenne de télémessure suivant les mouvements du ballon.

Pour éviter un tel inconvénient lors du vol réel, la transmission par télémessure des informations a été abandonnée. En outre, l'émetteur de télémessure nécessaire à la transmission des informations de vol a été placé au sommet de la "grappe".

- Etalonnage en vol

La vérification systématique en cours de vol de la qualité de l'étalonnage n'avait pas été prévue initialement.

Une telle information ayant cependant été obtenue au cours de ce vol, il nous a semblé judicieux de l'exploiter.

Elle nous permet en particulier d'étudier le comportement des gains des différents canaux dans les conditions particulières de fonctionnement en altitude.

Nous avons ainsi vérifié, sur les canaux non soumis au brouillage de la télémessure, que la précision d'étalonnage était égale à la précision de mesure déterminée en laboratoire. Cela signifie qu'aucune variation sensible de gain n'a affecté le bon fonctionnement de l'appareil.

La dynamique de l'enregistrement ainsi mesurée est comprise entre 85° et 75° suivant le canal considéré. Elle est donc légèrement supérieure à celle de 60° prévue pour la télémessure. Ces valeurs ont été conservées par la suite par mesure de sécurité.

Il faut en effet, remarquer que la précision de lecture n'est en rien affectée par une telle réduction d'échelle compte tenu de l'amplitude des fluctuations du signal.

- Vol de mesure (6.2.1968)

Le second vol a eu lieu le 6 février 1968 à 11 heures TU. Deux sondages radiométéorologiques ont été effectués respectivement à 10 heures et 12 heures TU. Ces sondages ont eu pour lieu de lancement le Centre d'Aire-sur-l'Adour. Le matériel a été récupéré dans les environs immédiats de Manosque.

Lors de la chute du matériel à l'issue du premier vol une partie de l'électrolyte des batteries s'est répandue, détériorant ainsi le joint d'étanchéité. La variation de pression à l'intérieur de l'enceinte a entraîné un dérèglement des cavités d'accord de la source à état solide. En conséquence, il y a eu apparition d'une composante continue superposée au signal.

Remarque :

La fréquence de l'oscillation locale ne peut être modifiée en raison du principe technique de multiplication utilisé.

L'apparition d'une telle composante continue a eu pour effet d'annuler les possibilités de mesure en valeur absolue. Les radiosondages météorologiques ont néanmoins, permis de passer de valeurs relatives obtenues aux valeurs absolues.

En effet, comme il a été montré plus haut, l'apparition d'une composante continue ne peut modifier la sensibilité, (liée aux fluctuations). Cette composante continue se superpose à la valeur moyenne du signal, résultat de la mesure. Il est seulement nécessaire de déterminer son influence relative pour les divers canaux. L'étalonnage en vol permet cette comparaison : en effet, lors de cet étalonnage en vol, tous les canaux sont soumis au même signal ($T_2 - T_1$ commun). Nous pourrions ainsi par déduction, déterminer la valeur de la composante continue superposée ; cependant, nous introduirions des erreurs dues à la sensibilité de l'appareil. Nous avons préféré une méthode empirique utilisant les résultats des radiosondages.

En effet, la radiosonde météorologique a suivi un trajet ascensionnel voisin de celui de l'appareillage, aussi avons-nous fixé au plafond un zéro arbitraire de -51° C au canal correspondant au sondage à 77 mb (température de la radiosonde pour cette pression). Cette opération a pour but exclusif de fournir une origine des ordonnées aux résultats obtenus.

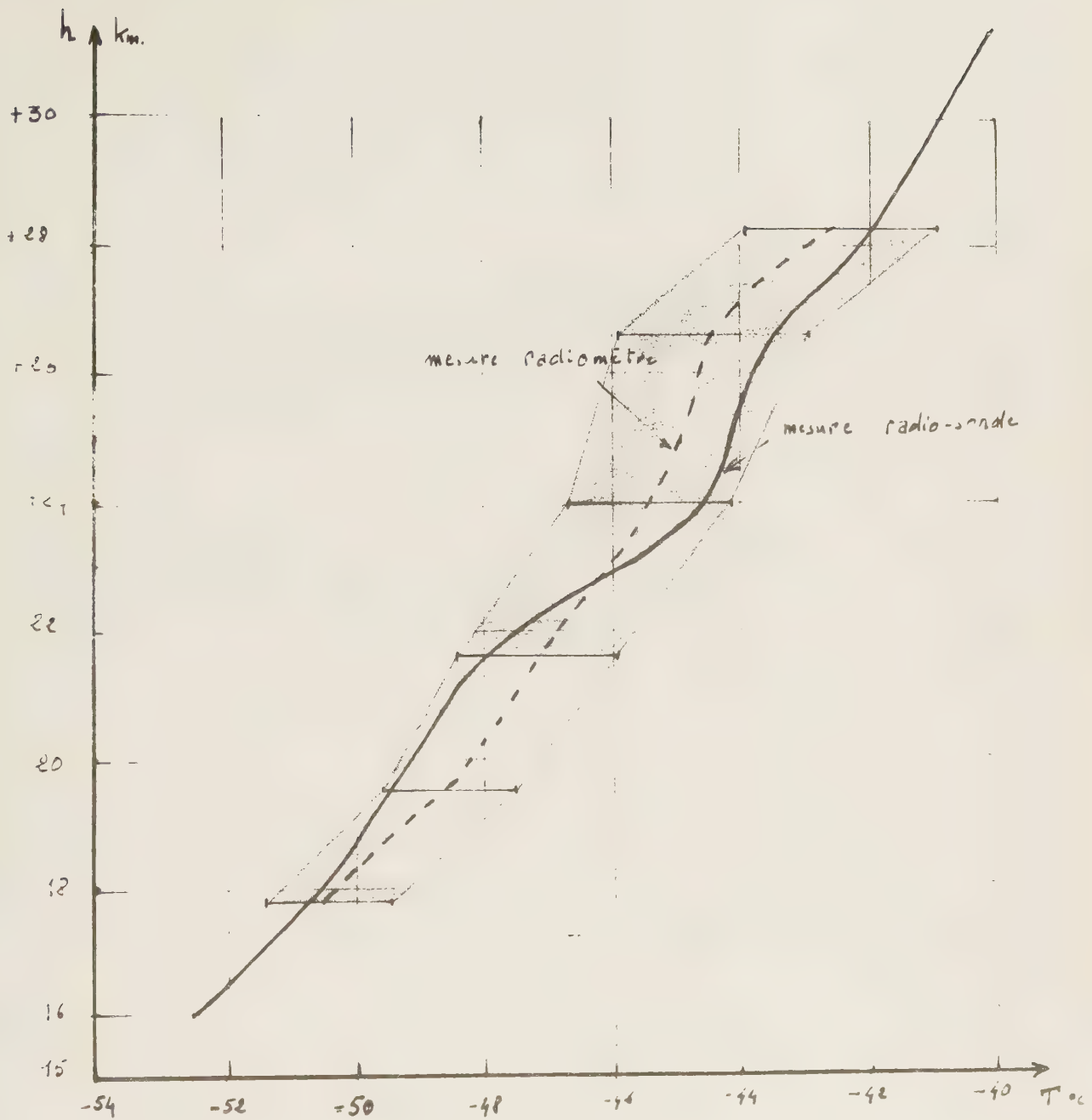
La figure IV.16 indique la courbe relevée par la radiosonde d'une part, et par le radiomètre en début de plafond d'autre part. L'erreur portée sur cette figure correspond à la sensibilité de l'appareil. Cependant, les mesures effectuées par radiosondage ne peuvent être précisées au degré près, surtout de jour. Il ne nous est néanmoins pas possible de chiffrer cette erreur, la mesure de température simultanée effectuée par le CNES ayant été l'objet de défaillances.

Si les mesures en valeur absolue peuvent être entachées d'erreurs aussi bien celles du radiomètre que celles de la radiosonde, il est toutefois possible de les comparer en valeurs relatives. Aussi limiterons-nous la comparaison à celle des gradients mesurés par les deux moyens, comparaison mise en évidence par la figure IV.16.

La figure IV.17 indique l'évolution des températures mesurées par le radiomètre au cours du temps, au plafond.

La faible évolution des températures qui apparaît le long du parcours du ballon n'a pas pu être confirmée par suite du manque de renseignements météorologiques à ces pressions et avec la précision souhaitée. En effet, ces variations de température de l'ordre de 1° à 2° échappent à l'analyse météorologique utilisant des radiosondages très dispersés.

.../



- Figure IV-16 -

Coupe de température

T
A
10

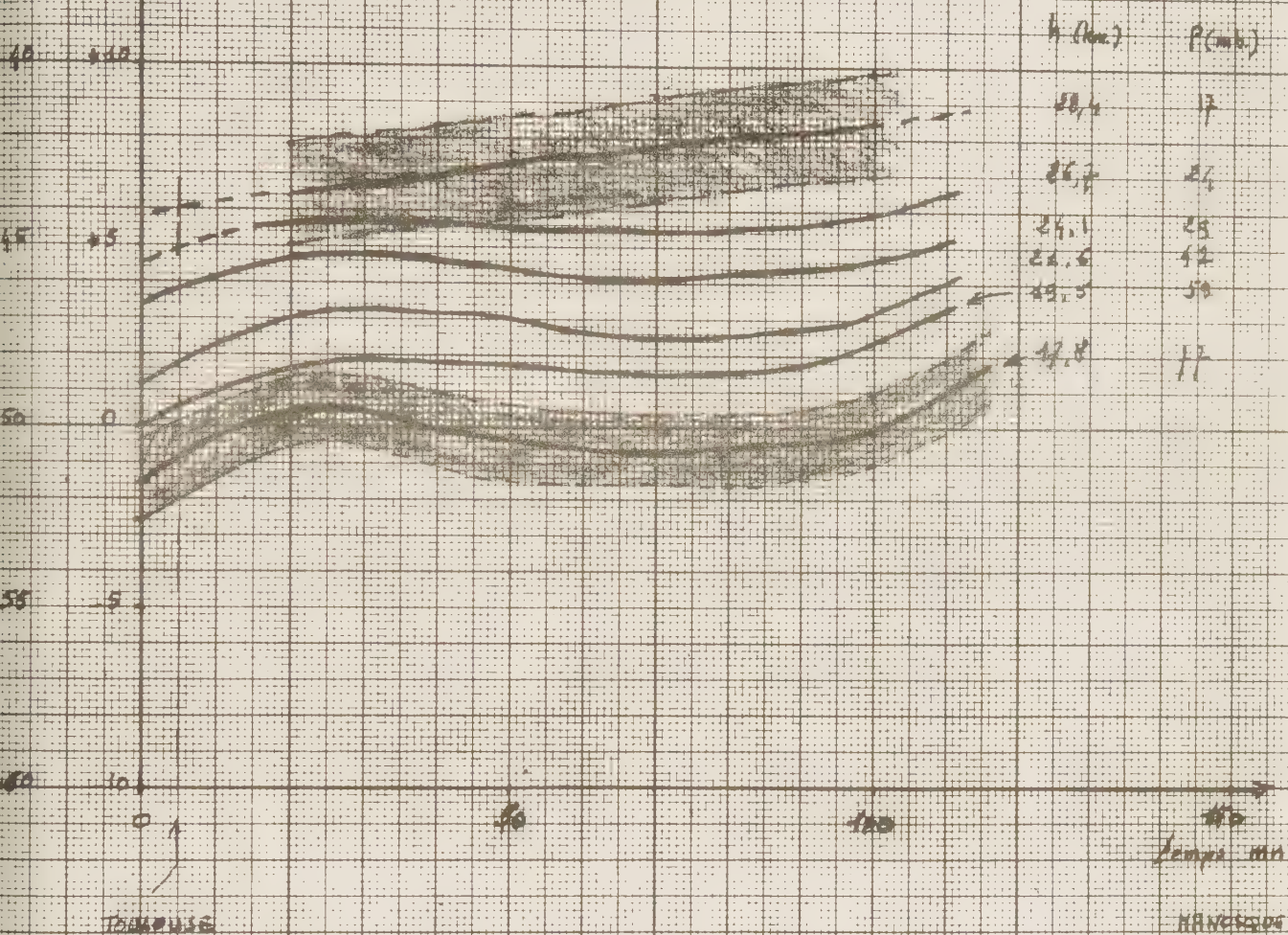


Figure IV 17

Résultats des mesures du 6 février 1968

Les mesures effectuées par des radiosondes différentes ne peuvent être précises au degré près ; il faudrait donc un nombre important de radiosondages dispersés pour pouvoir évaluer la réalité de l'évolution de température obtenue lors du vol effectué. De plus, la précision obtenue à partir du radiomètre est de l'ordre du degré. La précision théorique s'est trouvée en effet améliorée par la multiplicité des points de mesure.

La diminution de la dispersion des mesures par répartition d'un grand nombre N d'expériences est en $\sqrt{N}$.

Nous ne pouvons considérer être ici en présence d'un grand nombre de mesures (de l'ordre de 6), l'erreur de mesure portée sur les figures (égale à la sensibilité, c'est-à-dire valable pour une seule mesure) est donc très certainement majorée par rapport à l'erreur réelle.

Enfin, les gradients de température en fonction de l'altitude variant peu, comme l'indique la courbe relevée par la radiosonde, il n'y a pas lieu d'effectuer une seconde approximation. En effet, les écarts étant inférieurs à l'erreur commise, une seconde approximation n'aurait aucun sens, (voir chapitre II).

IV.2.3. Seconde campagne de mesure

- Essais complémentaires.

A l'issue de la première campagne de mesure, il est évident que certaines modifications et améliorations ont dû être apportées à l'appareillage.

. Oscillateur local

Le dérèglage de l'oscillateur a entraîné l'impossibilité de mesure directe en valeur absolue. L'introduction d'éléments isolateurs a ainsi permis d'éviter la superposition au signal d'une composante continue éventuelle.

. Amélioration de l'étanchéité et de l'isolement thermique

- Vols des 17/10 et 6/11/1968.

Lors de ces deux vols des déféctuosités du fonctionnement des commutateurs électromécaniques n'ont pas permis d'obtenir des résultats exploitables.

Une partie de cette commutation a été supprimée limitant alors le nombre des canaux à 6.

- Vol du 5/12/1968.

A cette période de l'année, les vents en altitude sont violents écourtant ainsi la durée maximale du plafonnement à 40 km ; aussi avons nous porté plus particulièrement attention aux mesures en cours d'ascension.

Une campagne simultanée de cinq radiosondages a été effectuée :

- 2 à Bordeaux à 20 heures et 24 heures TU;
- 1 à Aire - sur - l'Adour sur le ballon porteur de l'expérience à 18 H 30 TU ;
- 2 à Nimes à 20 heures et 24 heures TU.

Ces divers radiosondages ont indiqué une grande similitude des coupes de température et une évolution insensible.

Tenant compte du fait que ces radiosondages ont été effectués de nuit, la précision de ces mesures est bonne du moins jusqu'à une pression de quelques dizaines de millibars. Adjoint à ceci la multiplicité de ces mesures auxiliaires, la coupe de température peut être considérée obtenue avec une précision de l'ordre de 1° C.

La figure IV.18 donne la représentation de cette coupe de température.

Sur la même figure sont représentés les résultats de mesure du radiomètre durant la phase ascensionnelle. (les altitudes sont transposées en pression atmosphérique).

Précision :

La sensibilité lors de ce vol était un peu inférieure à celle de la campagne de mesure précédente.

En effet, les cristaux mélangeurs avaient de moins bonnes caractéristiques d'une part et d'autre part, l'isolation adjointe pour éliminer la possibilité d'une composante continue a augmenté quelque peu les pertes.

Ainsi $\Delta T \simeq \pm 2^{\circ}$ pour les canaux 40-50-75
 $\Delta T \simeq \pm 1^{\circ}$ pour les canaux 110-150-200.

Ce sont ces valeurs qui ont été utilisées pour l'erreur de mesure matérialisée sur la figure IV.18.

Interprétation :

Pour plus de clarté cette interprétation est effectuée séparément pour deux canaux (75 et 100 MHz), les autres conduisant à des résultats semblables.

Ainsi les figures IV.19 et IV.20 indiquent les températures mesurées par les canaux à 75 MHz et 200 MHz respectivement. On a rappelé sur ces figures la coupe de température mesurée par radiosondage.

Figure IV 18 Résultats du 5^e vol

Fréquence en cycles par seconde.

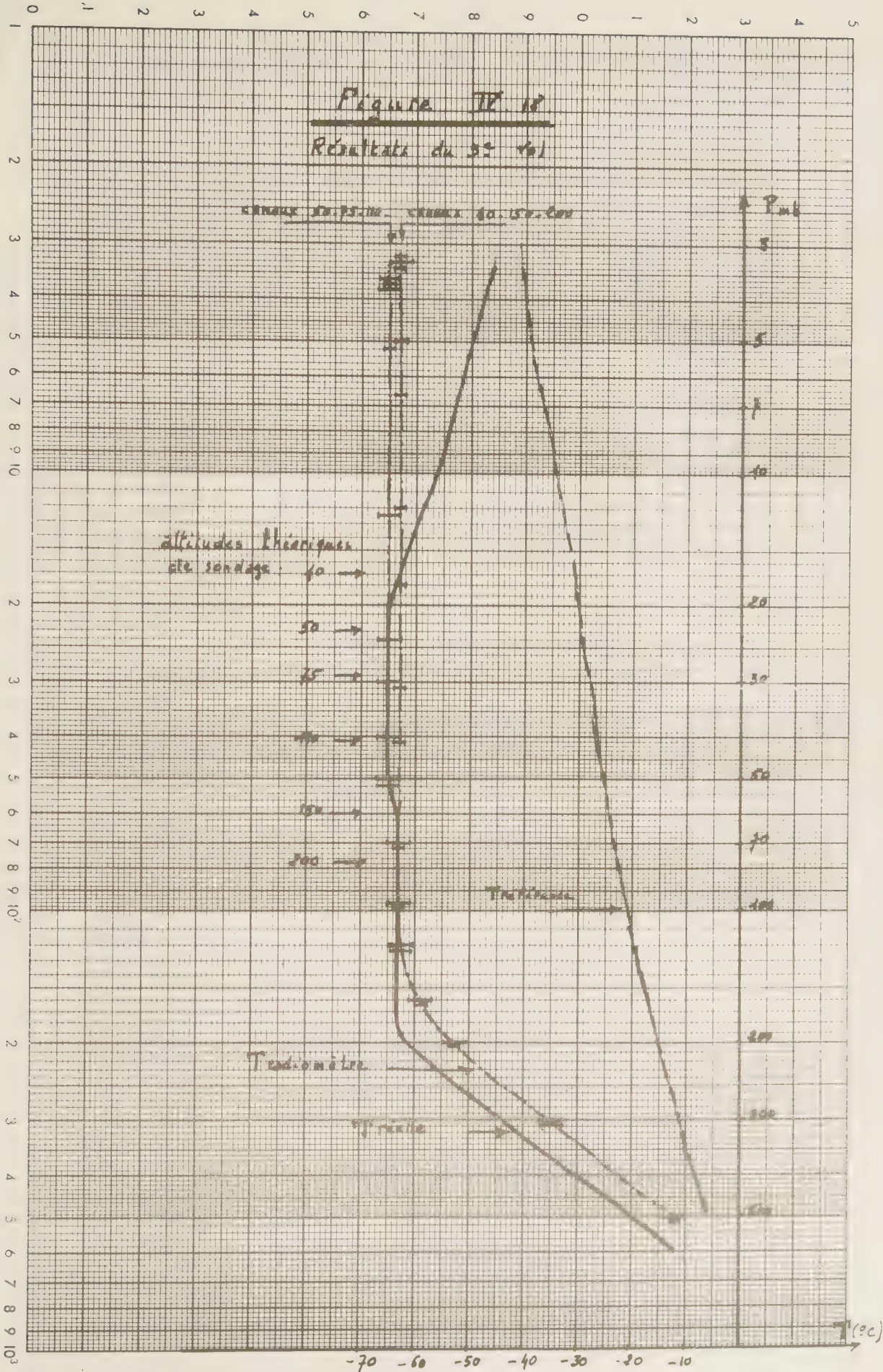


Figura IV. 19.

canal 75 MHe

P_{no}

$\pm 2^\circ$

amplitude théorique
de sondage

T_{reale}

$T_{\text{theorique}}$

$T_{\text{(oc)}}$

Fréquence en cycles par seconde.

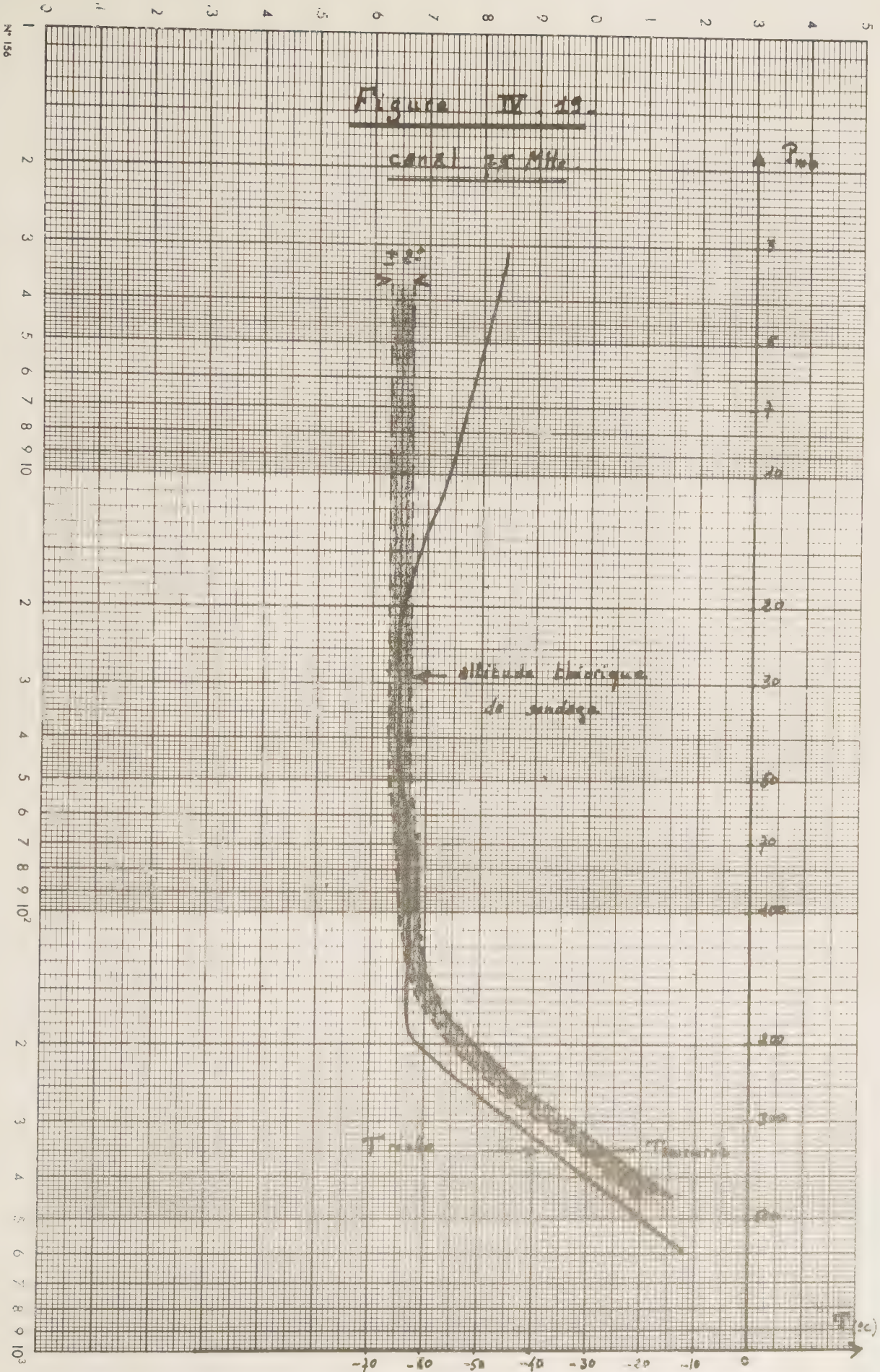
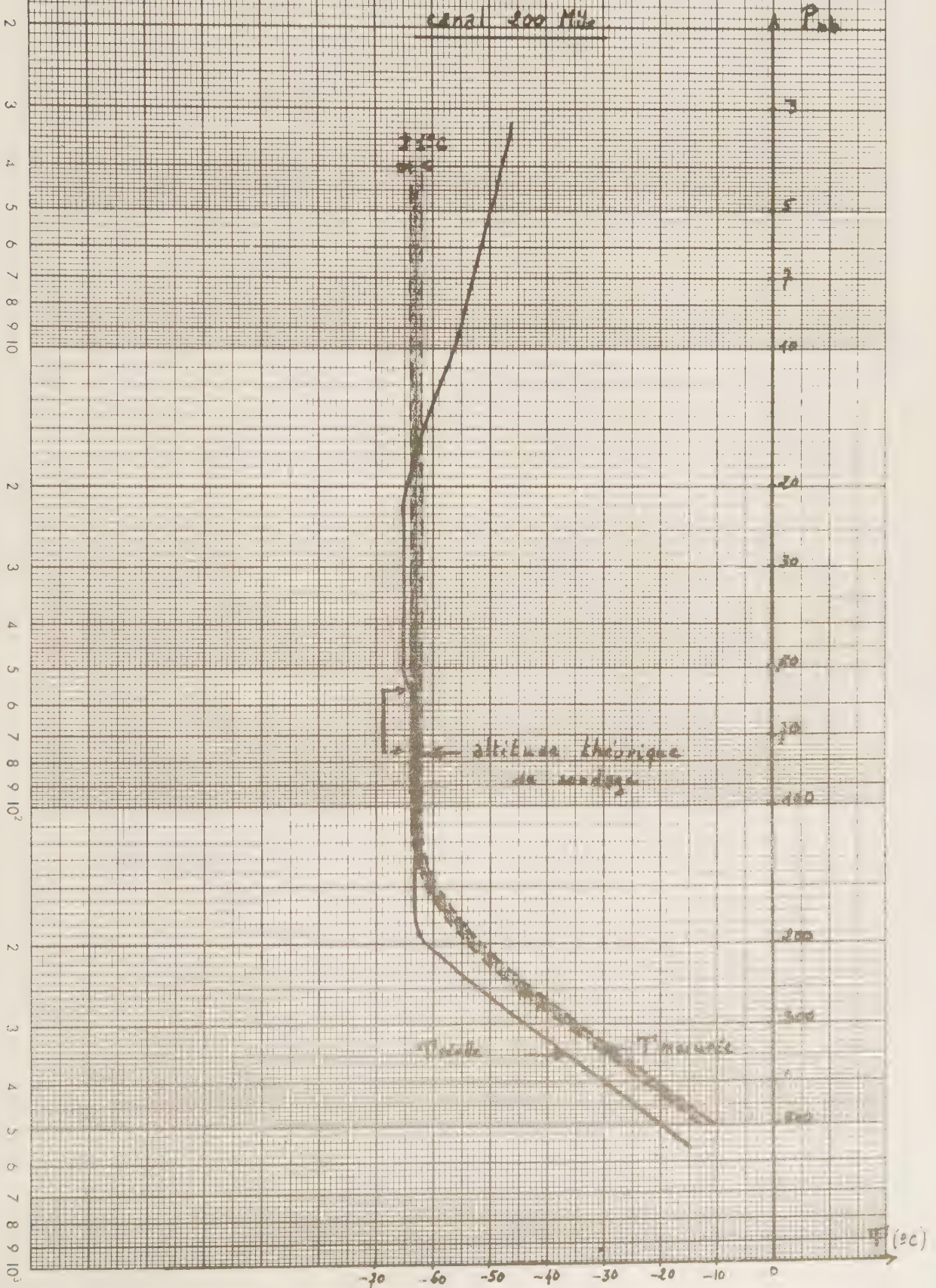


Figure IV. 2a.

canal 200 Mhz



a) altitude de sondage supérieure à l'altitude de mesure

Nous avons vu lors du chapitre II que lorsque l'altitude de l'appareil était inférieure à l'altitude théorique de sondage, la température mesurée devait correspondre théoriquement à celle de l'environnement immédiat de l'appareil.

Les résultats expérimentaux diffèrent de cette théorie puisque pour une pression supérieure à 100 mb la température mesurée par le radiomètre est supérieure de quelques 10° à celle obtenue au moyen des radiosondes.

Cependant le radiomètre présente une constante de temps importante (5 minutes) et il y a déplacement vertical de l'appareil ;

D'après la courbe de température relevée par radiosondage il y a variation de la température environnante de l'ordre de 10° pendant ce temps.

L'enregistrement du signal a lieu à la fin de la constante de temps supposée, durant 1 minute. Pendant ce temps la variation de température environnante est donc voisine de 2°.

Or l'erreur commise pour chaque mesure est de cet ordre de grandeur. Cette évolution ne peut donc être constatée sur l'enregistrement et la valeur mesurée correspond à une sorte de température moyenne qu'il est bien difficile de comparer à la température réelle.

Qualitativement la température mesurée par le radiomètre doit être supérieure à la température vraie.

Quantitativement la température mesurée dans ces conditions dynamiques particulières correspond à celle des couches situées entre 1000 et 1500 mètres au-dessous de l'appareil.

Bien entendu l'erreur commise n'est pas indépendante de la vitesse ascensionnelle du ballon.

b) altitude de sondage inférieure à l'altitude de mesure

Au delà d'une certaine altitude la température mesurée par le radiomètre est indépendante de l'altitude de ce dernier (voir figure IV.18 à IV.20).

Ce résultat correspond du moins qualitativement à ce que laissait prévoir la théorie.

Cependant, compte tenu de la constante de la température dans la stratosphère le jour correspondant à ce vol, il est difficile de donner l'altitude réelle de sondage.

En effet, si on se reporte au chapitre II, l'épaisseur de la couche étant à température constante, il est délicat d'affirmer que l'altitude de sondage correspond à l'altitude théorique. On constate cependant, sur la figure IV.19 que la température réelle devient extérieure à la plage de température mesurée compte tenu de l'erreur de mesure. On peut donc affirmer que l'altitude de sondage ne peut être écartée de la température théorique de sondage de plus de 20 mb à 70 mb, c'est-à-dire de l'ordre de 2.500 m.

Ainsi dans les conditions de l'atmosphère correspondant à celles du vol l'altitude de sondage est égale à l'altitude théorique à 2500 m près.

Il est certain qu'un gradient vertical de température eut pu permettre de préciser davantage cette définition en altitude.

En outre, il est certain qu'effectuer une seconde approximation ne peut en rien améliorer ce résultat.

Seules des discontinuités importantes de température nécessiteraient cette seconde approximation.

De telles discontinuités apparaîtraient à la mesure par des variations importantes des températures mesurées d'un canal à un autre (en particulier une inversion du gradient).

Nous verrons toutefois qu'en rapprochant ces résultats de ceux du vol du 6.2.1968, nous pouvons préciser davantage la définition en altitude (voir paragraphe IV.2.4).

c) altitudes de mesure basses.

Nous avons vu au paragraphe a) précédemment, l'explication de la différence de température relevée entre les deux types de mesure lorsque l'altitude de mesure est inférieure à l'altitude de sondage.

Cependant à très faible altitude, nous savons que le calcul théorique n'a plus aucune valeur. En effet, les raies spectrales se recouvrent et conduisent à une bande d'absorption.

Il semblerait d'après les résultats de mesure que, mis à part le fait d'une mesure dynamique, la température mesurée correspondrait à la température réelle, même au-dessous de la tropopause.

Il ne faut toutefois pas se laisser abuser par un tel résultat car la fonction de pondération relative aux canaux construits est alors très différente dans le cas d'une mesure à altitude inférieure à l'altitude de mesure. Une telle fonction est monotone et décroît rapidement lorsque la pression croît. Ainsi l'influence des basses couches est-elle négligeable.

- IV.2.4. Résumé des résultats de mesure

Nous allons maintenant faire un bilan des résultats obtenus avec l'ensemble des deux campagnes de mesure. En effet, si l'on considère l'ensemble de ces résultats, ceux-ci se complètent parfaitement en considérant les six canaux de mesure conservés. Les résultats relatifs aux trois canaux correspondant aux altitudes de mesure les plus élevées ne sont en effet que partiels.

Etalonnage en vol

Une des méthodes d'étalonnage consistait en la comparaison des résultats de mesure aux températures mesurées par radio-sondage. C'est cette méthode qui a en particulier permis de fixer l'origine de l'échelle de température lors du second vol.

Cependant, il nous avait semblé important, pour pouvoir envisager des mesures de routine à partir d'un satellite, de disposer d'un étalonnage propre à l'appareil.

La possibilité de cet étalonnage en vol a été vérifiée lors du premier vol.

Un tel étalonnage est effectué avec la précision propre du radiomètre. Cependant, un étalonnage relativement fréquent permettrait d'augmenter considérablement la précision de celui-ci.

Mesure de température

Le but de l'expérimentation consistait à vérifier le principe physique de la méthode de mesure d'une part, et d'autre part à comparer les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques.

a) Gradient

La détermination du gradient met en jeu simultanément les variations de température et la variation d'altitude. Dans la limite de la précision de la mesure de la température (entre $\pm 1^\circ$ à $\pm 1,5^\circ$), ce gradient est très bien représenté en attribuant la mesure de température de chaque canal à l'altitude correspondant au maximum du facteur de pondération.

Le gradient de température existant lors du cinquième vol est trop faible pour pouvoir être pris en considération mais celui existant lors du second vol est suffisant pour conclure positivement.

Il eut bien sûr été souhaitable de rencontrer une discontinuité de température lors d'une expérience de façon à évaluer la validité de la méthode d'approximation décrite au chapitre II.

b) altitude de mesure

Au cours des vols de mesure effectués la température de la stratosphère ne présentait pas d'irrégularité ou de discontinuité. C'est donc seulement dans ce cadre que nous pouvons conclure, sans avoir recours à une méthode mathématique d'approximations successives.

Le cinquième vol permet d'affirmer que dans ces conditions l'altitude de sondage correspond à celle calculée avec une définition inférieure à 2500 m.

En associant à ce résultat celui du deuxième vol, cette définition peut être portée à 2000 m. En effet, le gradient est bien représenté en attribuant la température mesurée à l'altitude correspondant au maximum du facteur de pondération. S'il en était différemment il est certain que les gradients obtenus par les deux méthodes de mesure ne pourraient coïncider.

c) forme de raie

Peut on en déduire que les hypothèses faites sur la forme de la raie lors de l'établissement de la théorie sont confirmées ?

La réponse d'abord négative [44] puis affirmative [45] donnée par Barrett lors d'expériences du même style, nous oblige à beaucoup de prudence.

Nous dirons simplement que qualitativement ces hypothèses semblent vérifiées : dans le domaine de pressions considérées les hypothèses de départ ne peuvent être modifiées à l'issue des expériences effectuées, compte tenu des précisions de mesure.

- IV.2.5.- Epilogue

Ce travail constitue donc l'établissement d'une théorie et la mise au point d'une nouvelle méthode de mesure des températures de la stratosphère.

En effet, il est maintenant possible d'envisager des mesures systématiques de la température de l'atmosphère à diverses altitudes au moyen d'un ou de plusieurs satellites.

Cependant, bien que le matériel ait été conçu avec une technique et une technologie directement utilisables pour la conception d'un satellite, quelques modifications minimales sont nécessaires.

- Le programme a été conçu pour une utilisation à partir de ballons. Il ne saurait en effet plus être question de fabriquer artificiellement la différence de température nécessaire à l'étalonnage.

- Ainsi, il est nécessaire de disposer de deux sources de températures différentes. L'une de ces deux températures pourrait être celle à laquelle est porté l'ensemble de l'électronique. Il apparaît en effet, nécessaire de stabiliser la température de fonctionnement de l'appareil afin d'éviter des variations de gain.

La température de la source d'étalonnage pourrait en outre, être obtenue à l'aide d'une petite enceinte, elle même thermostatée à une température différente de celle de l'appareil. Si la température de la source d'étalonnage est supérieure à celle de la source de référence, une simple inversion des tensions de sortie entre les périodes d'étalonnage et de mesure permettrait de conserver une dynamique réduite. Une telle inversion peut aisément être effectuée à l'aide d'un relais permettant les connexions de la bobine d'excitation du gyrateur à ferrite. Un tel étalonnage effectué assez fréquemment pourrait alors avoir une très grande précision.

- Afin de réduire la constante de temps globale de mesure, il serait souhaitable d'avoir un fonctionnement continu des différents canaux. Une telle modification conduit à multiplier le nombre des canaux à basse fréquence, ainsi que le nombre de voies de télémessure.

L'augmentation de ce nombre de voies n'est qu'apparent compte tenu de la faible bande passante nécessaire à chacun d'entre eux. Il serait d'ailleurs vraisemblablement judicieux de prévoir un dispositif de stockage des diverses informations.

Une telle modification présente en outre les avantages suivants :

- suppression de la commutation ;
 - simplification sensible du programme ;
 - indépendance des canaux, permettant en particulier la suppression des codages ;
 - augmentation du nombre de points de mesures.
- L'appareil construit consomme 35 W sans enregistreur mais y compris la stabilisation des tensions d'alimentation nécessitant une puissance de 10 W.

Une amélioration, raisonnablement envisageable, du rendement de la source d'hétérodynage permettrait de réduire substantiellement cette consommation.

- Enfin, le poids actuel du matériel actif n'est que de 8,5 kg ; les problèmes de miniaturisation peuvent donc être considérés comme résolus.

La mise au point technique de ces modifications pourrait d'ailleurs être effectuée avec un faible budget et dans des délais courts, comparés à ceux d'un satellite, en utilisant un ballon plafonnant. Il serait possible de construire une maquette incluant les modifications proposées ci-dessus.

Les conditions de fonctionnement seraient alors pratiquement identiques à celles rencontrées à bord d'un satellite, à l'exclusion bien entendu des efforts subis par le matériel lors de la mise en orbite.

Une telle étape intermédiaire permettrait en outre, de mettre en place la coordination entre les équipes de chercheurs utilisant les résultats pour une exploitation rationnelle de ceux-ci.

C O N C L U S I O N

Ainsi ce travail constitue la mise au point d'une nouvelle méthode de mesure de la température en fonction de la pression dans la stratosphère.

Certains compléments de spectroscopie relatifs au cas particulier de l'oxygène moléculaire atmosphérique ont tout d'abord été apportés.

- Etude de la largeur de raie ;
- Influence de l'effet Zeeman.

Entre des altitudes de 13 à 40 km, la largeur de raie spectrale peut être considérée comme due exclusivement aux collisions moléculaires. L'apparition progressive de l'effet Doppler n'a lieu qu'à des altitudes supérieures. L'effet Zeeman ne peut être perturbateur que dans les mêmes conditions. Au-dessous de 13 km, le recouvrement des raies entraîne des difficultés d'interprétation.

Nous avons ensuite posé le principe de la mesure. La formulation de l'équation de transfert du rayonnement a été établie. Lorsque le rayonnement s'effectue des pressions élevées vers les pressions faibles, cette équation présente un maximum.

Nous avons alors défini les conditions expérimentales à remplir :

- raie spectrale la plus judicieuse : raie 7⁻ (59.1642 MHz)
- utilisation d'une seule raie, à la différence de ce que préconisait Meeks [40,41].
- sondages de 17 à 37 km avec des fréquences intermédiaires de 10 à 200 MHz.

L'appareillage de mesure a ensuite été décrit :

- récepteur hétérodyne à fréquence d'oscillateur local fixe ;
- traduction de la puissance reçue, en température par comparaison à des températures de corps noirs incorporés ;
- puissance totale consommée : 40 W ;
- poids : 51 kg ;
- dispositif particulier d'étalonnage en vol.

Enfin, après une évaluation soignée de toutes les erreurs susceptibles d'entacher les mesures, nous avons donné les résultats relatifs à deux campagnes de mesure.

- La principale erreur est inhérente au caractère particulier de la mesure (mesure d'un bruit auquel se superpose le bruit du récepteur)
- La sensibilité, variable d'un canal à l'autre peut aller de $\pm 1^{\circ} \text{C}$ à $\pm 2,5^{\circ} \text{C}$.
- Lorsque la température de la stratosphère ne présente pas d'irrégularité, la mesure est effectuée à l'altitude théorique de sondage à 2 km près.
- Lorsque la température de la stratosphère présente des irrégularités, il faut recourir à une méthode mathématique d'approximations successives, permettant de conserver la même définition en altitude.

B I B L I O G R A P H I E

- [1] R. BERINGER - Phys. Rev. 70, p. 53 (1946)
- [2] JH. VAN VLECK - Phys. Rev. 71, p. 413 (1947)
- [3] JH. VAN VLECK et VF. WEISSKOPF - Revs. Modern Phys. 17, p. 227 (1945)
- [4] M. MISUSHIMA et RM. HILL - Phys. Rev, 93, p. 745 (1954)
- [5] RW. ZIMMERER et M. MISUSHIMA - Phys. Rev, 121, p. 152 (1961)
- [6] RM. HILL et W. GORDY - Phys. Rev, 93, p. 1019 (1954)
- [7] JO. ARTMAN et JP. GORDON - Phys. Rev 96, p. 1237 (1954)
- [8] AE. SCHULZE et CW. TOLBERT - Nature, 4908, p. 747 (1963)
- [9] DG. REA et WJ. WELCH - Space Sci. Rev. 2, n° 4, p. 558 (1963)
- [10] VS. TROITSKY - Gorky (1965)
- [11] AG. MEANHOUT - Ciel et Terre, 82, n° 9 - 10 (1966)
- [12] WG. STROUD, W. NORDBERG, WR. BANDEEN, FL. BARTMAN et P. TITUS - J. Geophys. Res. 65, p. 2307 (1960)
- [13] RLF. BOYD et NJ. SEATON - Rocket exploration of the upper atmosphere, Pergamon Press, London (1954)
- [14] J.E. BLAMONT et M.L. CHANIN LORY Space Res. 20, 1137 (1965)
- [15] B. AUTHIER, S.E. BLAMONT et G. CARPENTIER - Ann. Géophys. 20, 342 (1964)
- [16] E. VASSY - Physique de l'atmosphère, Gauthiers-Villard, Paris (1956)
- [17] CH. TOWNES et AL. SCHAWLOW - Microwave Spectroscopy MC. Graw Hill Co, INC., N.Y. (1965)
- [18] G. HERZBERG - Spectra of diatomic molecules
D. Van Nostrand Co, INC, N.Y. (1950)
- [19] R. SCHLAPP - Phys. Rev. 51, p. 342 (1937)
- [20] S.L. MILLER et C.H. TOWNES - Phys. Rev. 90, p. 537 (1953)

- [21] J.O. ARTMAN et J.P. GORDON - Phys. Rev. 96, p. 1237 (1954)
- [22] H.A. LORENTZ Proc. Amst. Akad. Sci. 8, p. 591 (1906)
- [23] D. GAUTIER - Publications du G.E.R.M. n° 009, p. 29 (1966)
- [24] E.U. CONDON et G.H. SHORTLEY. The theory of atomic spectra
The Macmillan Company, N.Y. (1935)
- [25] A. ROBERT - Echo des Recherches, 43, p. 3 Paris (1963)
- [26] W. HEITLER - The quantum theory of radiation
Oxford University Press, London (1954)
- [27] J.H. VAN VLECK - Microwave propagation
M.I.T. Rad. Lab. Séries, 13 (1951)
- [28] R.H. DICKE - Phys. Rev. 89, p. 472 (1953)
- [29] L. GALATRY - Phys. Rev. 122, p. 1218 (1961)
- [30] L. GALATRY et A. ROBERT - Planet. Space Sci. 11, p. 1139 (1963)
- [31] D.W. POSENER - Austral J. Phys. 12, p. 184 (1959)
- [32] D. GAUTIER et A. ROBERT - Ann. Geophys. 20, p. 480 (1964)
- [33] W. GORDY, SMITH et TRAMBARULO - Microwave Spectroscopy
John Wiley and Sons INC, N.Y. (1953)
- [34] S.L. ORNSTEIN et H.C. BURGER
Zeitschr. Phys. 28, p. 135 (1924)
Zeitschr. Phys. 29, p. 241 (1924)
- [35] D. GAUTIER - Ann. Geophys. 13, p. 535 (1967)
- [36] W.B. LENOIR - J. Geophys. Res. 73, p. 361 (1968)
- [37] J.O. ARTMAN et J.P. GORDON - Phys. Rev. 87, p. 227 A (1952)
- [38] M. TINKHAM et M.W.P. STRANDBERG - Phys. Rev. 99, n° 2 (1955)
- [39] M. TINKHAM - Theory of the fine structure of the molecular
oxygen ground state, Res. Lab. of Elect. MIT, Cambridge, Mass,
(1954)
- [40] M.L. MEEKS - J. Geophys. Res. 66, p. 3749 (1961)

- [41] M.L. MEEKS et A.E. LILLEY - J. Geophys. Res. 68, p. 1683 (1963)
- [42] C.W. TOLBERT et A.W. STRAITON - Proc. I.E.E. 51, p. 1754 (1963)
- [43] L.F. STAFFORD et C.W. TOLBERT - J. Geophys. Res. 68, p. 3431 (1963)
- [44] A.M. BARRETT, J.W. KUIPER et W.B. LENOIR - J. Geophys. Res. 71, p. 4723 (1966)
- [45] W.B. LENOIR, J.W. BARRETT et D. COSMO PAPA - J. Geophys. Res. 73, 1119 (1968)
- [46] D.L. CROOM - J. Atmos. Terr. Phys. 28, p. 319 (1966)
- [47] A. UNSOLD - Traduit par V. KOURGANOFF, Physique de l'atmosphère des étoiles, CNRS, Paris (1949)
- [48] Hand book of Geophysics - The Mac Millan Co, N.Y. (1961)
- [49] M. BARANGER - Phys. Rev. III, p. 494 (1958)
- [50] M. BARANGER - Phys. Rev. III, p. 481 (1958)
- [51] YAMAMOTO (1961)
- [52] D.T. HILLARY Nature,
- [53] A.S. JURSA, M. NAKAMURA et Y. TANAKA - J. Geophys. Res. 68, p. 6145 (1963)
- [54] A.S. JURSA, M. NAKAMURA et Y. TANAKA - J. Geophys. Res. 70, p. 2699 (1965)
- [55] J.C. PALES et C.D. KEELING - J. Geophys. Res. 70, p. 6053 (1965)
- [56] C.W. BROWN et C.D. KEELING - J. Geophys. Res. 70, p. 6077 (1965)
- [57] C.D. KEELING, N.W. RAKESTRAW et L.S. WATERMAN
J. Geophys. Res. 70, p. 6087 (1965)
- [58] R.H. DICKE - Rev. Sci. Inst. 17, p. 268 (1916)
- [59] J.R. ROWLEY et S.B. LIBOVITCH - Microwaves, p. 31 (nov. 1965)
- [60] L.D. STROM - Rapport ASTIA n° 156707 (1957)

- [61] H.P. TAYLOR - The Microwave J., p. 39 (mai 1968)
- [62] S.J. GOLDSTEIN - Proc. I.R.E. 44, p. 366 (1956)
- [63] J. KNIGHT - Proc. I.R.E. 50, P. 2497 (1962)
- [64] D.F. WAIT - J. Res. N.B.S. 71 C, p. 127 (1967)
- [65] A. BLANC LAPIERRE et B. PICINBONO - Propriétés statistiques du bruit de fond -Masson et Cie (1961)
- [66] H.C. TORREY et C.A. WHITMER - Crystal rectifiers, MIT collect. n° 15, Mc. Graw Hill C° (1948)
- [67] W.B. LENOIR Quaterly Progress Report n° 86 MIT, p. 27 (1967)

